

Physics Lib.

FEB 7 1940

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG
DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
VON
H. GEIGER

114. BAND. 3. UND 4. HEFT

MIT 66 TEXTFIGUREN

(ABGESCHLOSSEN AM 5. OKTOBER 1939)



VERLAG VON JULIUS SPRINGER, BERLIN

1939

Die

Zeitschrift für Physik

erscheint zwanglos in einzelnen Heften; 12 Hefte bilden einen Band.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung zu beziehen. Die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erhalten die Zeitschrift für Physik zu einem mit dem Vorstande der Gesellschaft vereinbarten Vorzugspreis geliefert.

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht, und zwar bis zum 31. Dezember desjenigen Kalenderjahres, das auf das Jahr des Erscheinens folgt. Hieraus ergibt sich, daß grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden können, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Auch verpflichtet sich der Autor, die Arbeit nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen.

Manuskriptsendungen sind an die Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24, zu richten.

Die Autoren erhalten eine Fahnenkorrektur. Eine 2. (Umbruch-) Korrektur wird nur auf ausdrücklichen Wunsch übersandt, weil dadurch in der Regel das Erscheinen der Arbeit erheblich verzögert wird.

Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10 % der Satzkosten übersteigen, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Die Mitarbeiter erhalten von ihren Arbeiten 75 Sonderdrucke unentgeltlich. Weitere 125 Exemplare werden, falls bei Rücksendung der 1. Korrektur bestellt, gegen eine angemessene Entschädigung geliefert. Darüber hinaus gewünschte Exemplare müssen zum Bogennettopreise berechnet werden. Mit der Lieferung von Dissertationsexemplaren befaßt sich die Verlagsbuchhandlung grundsätzlich nicht; sie stellt jedoch den Doktoranden den Satz zur Anfertigung der Dissertationsexemplare durch die Druckerei zur Verfügung.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24.

Aufnahmebedingungen.

Nur solche Arbeiten können in die Zeitschrift für Physik aufgenommen werden, die den folgenden

Richtlinien

genügen:

1. Die Arbeit muß dem Gebiete der experimentellen oder theoretischen Physik angehören. Auch Arbeiten aus Nachbargebieten können aufgenommen werden. Ausgeschlossen sind jedoch Arbeiten mit rein mathematischem, astronomischem, mineralogischem oder chemischem Inhalt.
2. Die Einleitung der Arbeit soll den Leser in knappen Sätzen in die Vorgeschichte des Problems einführen. Je stärker ein Problem im Vordergrund des Interesses steht, desto kürzer kann die Einleitung gehalten werden.
3. Das Ziel der Arbeit muß schon in der Einleitung klar ausgesprochen werden. Es soll dabei auch ersichtlich sein, inwieweit die Erreichung des gesteckten Zieles einen im Rahmen der heutigen Physik wertvollen wissenschaftlichen Fortschritt bedeutet.
4. Die Beschreibung von Versuchsapparaten soll sich keinesfalls in technische Einzelheiten verlieren. Nur apparative Neuheiten von grundsätzlicher Bedeutung sind von Interesse. Die bildliche Wiedergabe von Apparaten soll durch schematische Zeichnung, nicht durch Photographie erfolgen.
5. Es ist fast immer ausreichend, von den Meßreihen ein typisches Beispiel herauszugreifen. An diesem Beispiel soll aber ersichtlich bzw. kontrollierbar sein, wie die Auswertung erfolgt ist, wie die Rechnungen durchgeführt wurden, welche Korrekturen angebracht sind usw.
6. Die Meßergebnisse sind *entweder* in Tabellen *oder* in Kurven wiederzugeben. Nur in Ausnahmefällen kann es gerechtfertigt sein, dasselbe Zahlenmaterial sowohl in Tabellen wie in Kurvenform zu veröffentlichen.
7. Die Lesbarkeit einer Arbeit gewinnt sehr, wenn die Figuren und Tabellen durch gut durchdachte Beschriftung an sich schon verständlich sind. Jedenfalls sollen alle Figuren und Tabellen mit Unterschriften bzw. Überschriften versehen sein.
8. In theoretischen Arbeiten sollen die mathematischen Ausführungen gerade so ausführlich veröffentlicht werden, daß der Leser die vom Verfasser überwundenen Schwierigkeiten nicht nochmals von neuem überwinden muß. Elementare Rechnungen dürfen nur ganz kurz angedeutet werden. In Zweifelsfällen empfiehlt es sich, Zwischenrechnungen als Anhang in kleinem Druck zu bringen.
9. Die Diskussion der Ergebnisse und die sonstigen allgemeinen Erörterungen sollen in ihrer Ausführlichkeit dem Umfang der in der Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnisse entsprechen. Eine kurze Meßreihe berechtigt noch nicht dazu, einen großen Fragenkomplex lehrbuchartig aufzurollen.
10. Jede Arbeit muß in sich abgeschlossen sein. Arbeiten, welche allein auf einen Versuchsvorschlag oder nur auf eine Verbesserung von Meßverfahren oder Meßinstrumenten abzielen, können in der Regel nicht aufgenommen werden.
11. Dissertationen oder Habilitationsschriften können nicht in voller Breite aufgenommen werden. Nur solche Auszüge werden veröffentlicht, die den vorliegenden Richtlinien entsprechen. Die Auszüge sind in einer Fußnote als gekürzte Dissertation usw. zu kennzeichnen.
12. Am Kopf jeder Arbeit soll eine Inhaltsangabe in Kleindruck stehen. In diese Inhaltsangabe sollen vor allem die Punkte aufgenommen werden, welche der Verfasser als seine neuen Ergebnisse und damit als den durch seine Arbeit erzielten wissenschaftlichen Fortschritt ansieht.

Der Herausgeber: H. Geiger.

Neues röntgenographisches Verfahren zur Bestimmung des submikroskopischen Feinbaues eines Stoffes.

Diskussion des Zellulosemodells.

Von R. Hosemann.

Mit 30 Abbildungen. (Eingegangen am 12. Juli 1939.)

I. Es wird auf die an anderer Stelle mitgeteilte Theorie der Röntgenstreuung an Partikelhaufen aufmerksam gemacht ¹⁾ und das Wesentliche des „Zentralflecks“ charakterisiert. II. Beschreibung einer Versuchsanordnung, die mit sehr fein ausgeblendeten fächerförmigen Röntgenstrahlen arbeitet. III. Der Aufbau des Blendensystems. IV. Eignung des bei 4,5 kV angeregten Bremspektrums für die Untersuchung „verhältnismäßig glatter“ Beugungseffekte. V. Verschiedene Faserpräparate und ihre Mikrodiagramme werden beschrieben und eine quantitative Auswertung vorgenommen. VI. Überblick über den Stand unserer Kenntnisse über den Aufbau der Zellulosefaser. Feststellung der „Zellulosemodelle“, die mit unseren Befunde nicht in Widerspruch stehen. VII. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Die exakte quantitative Untersuchung der kohärenten Streustrahlung bei sehr kleinen Braggischen Winkeln hat sich als das geeignete Verfahren zur Untersuchung des submikroskopischen Feinbaues eines Stoffes herausgestellt. Denn aus dem Schwärzungsverlauf dieses „Zentralflecks“ läßt sich die Häufigkeit angeben, mit der Partikel gewisser Länge und Größe in dem untersuchten Stoffe vorkommen ¹⁾. Dabei ist es vollkommen gleichgültig, ob diese Partikel Kristallite, Micellen, amorphe Konglomerate, homogene Streubereiche oder dergleichen sind.

Während man bisher zur Untersuchung dieses Zentralflecks ausschließlich durch Lochblenden ausgeblendete Röntgenstrahlenbündel verwandte, die man in den meisten Fällen monochromatisierte, hat sich im Verlauf der vorliegenden Arbeit die Verwendung einander parallel gestellter spaltförmiger Blenden unter Benutzung eines weichen Bremspektrums als Strahlungsquelle als bedeutend zweckentsprechender für eine quantitative Erforschung des Erscheinungsbildes herausgestellt. Das Spaltsystem wollen wir in Anlehnung an andere Arbeiten „Fächergoniometer“ nennen ²⁾ Ehe

¹⁾ R. Hosemann, 1. Veröffentlichung ZS. f. Phys. **113**, 751, 1939. —

²⁾ Solche Fächerstrahlen wurden erstmalig von Kratky zur Untersuchung mikroskopisch kleiner Einkristalle aus Intensitätsgründen verwandt und damit „Konvergenz-Mikro-Aufnahmen“ hergestellt. Der Öffnungswinkel war $30^\circ \cdot 0,5^\circ$, während er bei uns $35^\circ \cdot 0,05^\circ$ beträgt. — Vgl. O. Kratky, ZS. f. Krist. **73**, 569, 1930; **76**, 261, 517, 1930.

wir aber an die Beschreibung der Versuchsanordnung gehen, wollen wir kurz das Wesentliche des Beugungseffekts hervorheben, wie es bei allen bis jetzt gemachten Aufnahmen zu beobachten ist:

Der Zentralfleck Z , herrührend von einem Flächenelement $\Delta x \cdot \Delta l$ des mit Röntgenstrahlen durchstrahlten Präparats, hat bei genau parallel einfallenden monochromatischen Röntgenstrahlen auf dem Film eine Form, die der in Fig. 1 in Niveaulinien dargestellten ähnelt, indem es sich um einen



Fig. 1. Der in Niveaulinien dargestellte, „Verhältnismäßig glatte“ Schwärzungsberg Z („Zentralfleck“).

Schwärzungsberg handelt, der ohne besondere Feinheiten nach allen Seiten ziemlich verwaschen ausklingt und eine sehr hohe und scharfe Spitze hat. Wenn die Spur des Primärflecks vom Fächergoniometer auf dem Film die Form $MM' NN'$ hat, ihre Breite MM' also klein ist gegen die Feinheiten vom Zentralfleck, ihre Länge MN groß ist gegen Z , wenn also:

$$MM' < d_{1/2}; \quad MN > d_{1/2} \quad (1)$$

($d_{1/2}$ ist ein Maß für die Halbwertsbreite des Zentralflecks), sind die Verhältnisse besonders

leicht quantitativ zu fassen. Den Ungleichungen (1) kann man, wie wir im folgenden sehen werden, durch richtige Konstruktion des Fächergoniometers leicht Genüge leisten. Einen solchen Zentralfleck werden wir im folgenden „verhältnismäßig glatt“ nennen.

II. Beschreibung der Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung bestand aus einer in der Institutswerkstätte hergestellten offenen Röntgenröhre mit Porzellanschliffen, an die die 10 cm lange zylinderförmige Streukammer (das Fächergoniometer) vakuumdicht angeschraubt war, und einer Öldiffusionspumpe Modell P der Firma Leybold, die in dauernder Verbindung mit einem 50 Liter fassenden Vorvakuumgefäß stand. Die Hochspannungsanlage, in der Hauptsache aus einem mittelseitig geerdetem Hochspannungstransformator, zwei Ventilen, einem Kondensator von $0,5 \mu\text{F}$ und einer Drossel bestehend, sorgte bei einem Röhrenstrom von 60 mA für eine ausreichend konstante Betriebsspannung von 4,5 kV.

Zur Durchführung eines zuverlässigen Dauerbetriebes über Tag und Nacht waren verschiedene Maßnahmen getroffen worden. Eisenwasserstoff-

widerstände sorgten für eine einigermaßen gleichmäßige Ventil- und Röhrenheizung. Tabelle 1 gibt einen Überblick, wie konstant die Röhren-

Tabelle 1.

Netzspannung Volt	V_1 Volt	kV	mA
210	30	4,50	52
215	33	4,55	55
220	37	4,55	58
225	40	4,60	62

spannung (kV) trotz beträchtlicher Netzschwankungen blieb. V_1 ist der am Eisenwasserstoffwiderstand vorhandene Spannungsabfall, mA die Röhrenemission.

Es lag nämlich im Hochspannungskreis ein geeignet dimensionierter Rosenthal-Widerstand, der folgende Funktion hatte: Erhöht sich die Netzspannung, so nimmt auch die Emission noch etwas zu, da der Eisenwasserstoffwiderstand nicht vollkommen regulieren kann. Die Spannung am Röntgenrohr wird also *ceteris paribus* niedriger. Da die (nicht regulierte) Spannung am Hochspannungstransformator aber gleichzeitig zunimmt, so ist der Rosenthal-Widerstand so abgeglichen, daß der durch die erhöhte Emission vergrößerte Spannungsabfall an ihm gerade die Spannungsdifferenz an Transformator und Röhre kompensiert.

Bei ungenügender Wasserzufuhr zu Pumpe und Röhre wurde die Anlage durch ein Relais sofort abgeschaltet. Ein weiteres Relais stellte die Apparatur ab, wenn der Heizdraht der Diffusionspumpe durchgebrannt war. Die Stelle des Brennflecks auf der Anode blieb blank. Die Anode bestand aus einem ausgedrehten Kupferblock, auf dem vorn eine Kappe aus 0,8 mm starkem Kupferblech hart aufgelötet war. Auf diese Kappe wurde ein 0,6 mm dickes Cupalblech¹⁾ weich aufgelötet, so daß die Aluminiumseite die Anodenoberfläche bildete.

Der Brennfleck hatte eine Größe von $0,6 \cdot 18 \text{ qmm} = 10,8 \text{ mm}^2$; er vertrug eine Belastung von 60 mA bei 4,5 kV, das entspricht einer Flächenbelastung von 25 Watt/mm². Noch nach 800stündigem Dauerbetrieb war die Anode an der Stelle des Brennflecks vollkommen blank.

Drei hintereinanderliegende, einander parallel gestellte Blenden B_1 , B_2 , B_3 (Fig. 2) werden durch ein entsprechend ausgearbeitetes Messingstück, das fest mit dem Röhrengehäuse R mittels der Justierschrauben J

¹⁾ Es handelt sich um das von der Firma Hetzel u. Co., Ver. Silberhammerwerke Nürnberg hergestellte Cupalblech 7030.

verbunden ist, getragen. Dieser „Blendenstock“ *BS* ist 36 mm lang, ragt auf der Röhrenseite bis dicht vor die Anode und reicht 25 mm weit in die Streukammer *ST*. Die Beschreibung der Herstellung der Blenden ebenso wie die Gesichtspunkte, die bei der Konstruktion des Blendenstocks von

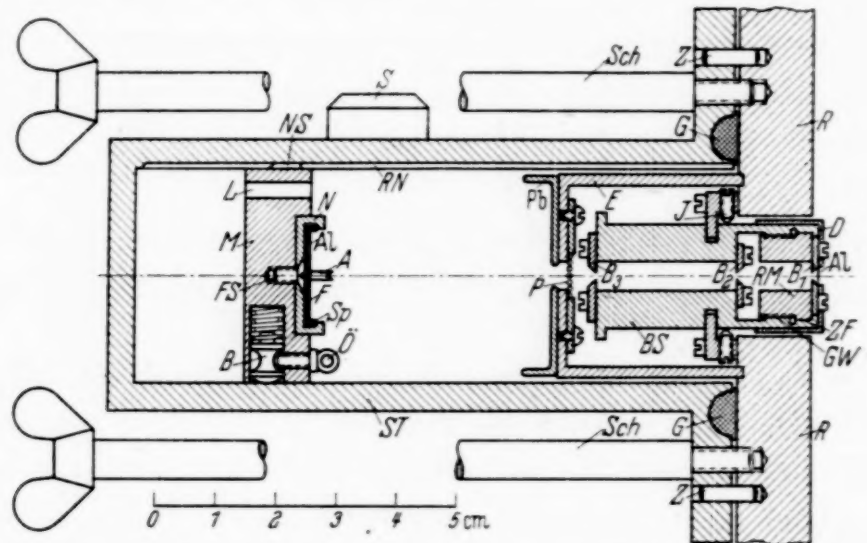


Fig. 2. Maßgetreue Wiedergabe des Aufbaues vom Blenden-system und Filmträger.
Erklärung der Buchstaben im Text.

Bedeutung waren, werden im nächsten Abschnitt besprochen. Die der Anode am nächsten stehende Blende B_1 ist mit $1\ \mu$ Al-Folie, die von dem Deckel *D* gehalten wird, überdeckt, um Licht und Verunreinigungen aus der Streukammer fernzuhalten. Sie sitzt auf einem Rundmessingstück *RM*, das mit einem sehr feinen Gewinde *GW* in den Blendenstock *BS* eingeschraubt ist. Eine sehr genau gearbeitete zylindrische Führung *ZF* sorgt für einen tadellosen Sitz von *RM* in *BS*. Feine Teilstriche am Rande von *RM* und ihnen gegenüberliegend auf *BS* ermöglichen mit Hilfe eines Mikroskops eine auf 0,01 mm genaue Verdrehung von B_1 gegenüber B_2 , so daß beide einander sehr genau parallel gestellt werden können.

Diese Parallelstellung kann nicht mit Licht geprüft werden, da die Spalte so schmal sind, daß selbst Sonnenlicht kaum mehr hinter B_3 wahrnehmbar ist. Aber auch die Röntgenstrahlung einer Feinstruktur-röhre eignet sich bei dem in dieser Arbeit verwandten Blendenstock nicht, da die „effektive Spaltbreite“ ¹⁾ für diese Strahlung zu groß ist. Es blieb also nichts übrig, als den Blendenstock in die Kammer einzubauen, eine Aufnahme bei niedriger Spannung zu machen (z. B. 4,5 kV) und zu sehen, wie breit der Primärfleck war. Durch stufenweises Weiterdrehen von B_1

¹⁾ Vgl. S. 139.

wurde dann schließlich der Punkt intrapoliert, an dem der Primärfleck minimale Breite zeigte. Die schließlich durchgeführte Justierung führte zu einem Fächerstrahl, dessen zur Fächerebene senkrechter Öffnungswinkel ($2 \cdot 1,4'$) betrug. Das bedeutet bei Benutzung einer Röntgenwellenlänge von $3,6 \text{ \AA}$, daß noch Netzebenenabstände von 8700 \AA erfaßt werden können. Es ist also ein um ein beträchtliches höheres „Auflösungsvermögen“ gegenüber den meisten bisher üblichen Anordnungen erreicht worden ¹⁾.

Die größte Schwierigkeit war das Justieren der Blende 3, da es darauf ankommt, wie wir nachher sehen werden, sie möglichst nahe an den Primärstrahl zu bringen, aber so, daß sie nicht von ihm berührt wird. Nach längerem Versuchen gelang eine Justierung, bei der dieser Abstand nurmehr $0,0125 \text{ mm}$ beiderseitig über die ganze Länge der Blende betrug. Die Justierung der ganzen Apparatur braucht, wenn alles klappt, 40 Arbeitsstunden.

Auf der Streukammerseite wird über den Blendenstock eine Eisenhaube *E* gestülpt, die einerseits das Präparat *P* trägt, andererseits Streustrahlung, die aus einzelnen Öffnungen des Blendenstocks treten kann, von der Streukammer fernhalten soll. Ihre dem Filme zugekehrte Seite ist mit Blei Pb bedeckt, um jeden Rest von vagabundierender Streustrahlung zu verschlucken. Denn es hat sich gezeigt, daß die aus der Vertiefung des Aufhängers *A* zurückgestreute Primärstrahlung im Eisen der Haube *E* so merklich charakteristische Fe-K-Strahlung erregt, daß sie eine stärkere, die Auswertung störende Schwärzung des Films *F* hervorruft.

Auf dem Röhrengehäuse *R* sitzt der Streuzylinder *St* mit Gummidichtung *G* hochvakuumdicht von vier Schrauben gehalten. Das Eigenvolumen der Gummidichtung ist größer als das der aus dem Flansch des Streuzylinders ausgedrehten Rinne. Dadurch kann durch verschieden festes Anziehen der einzelnen Schrauben *Sch* die Lage des Zylinders verstellt werden. Zwei Spiegel *S* — der eine ist nur in Fig. 2 gezeichnet —, deren Normalen senkrecht auf der Zylinderachse stehend zugleich senkrecht zueinanderliegen, ermöglichen mit Hilfe von Lichtzeigern eine auf $0,01 \text{ mm}$ genaue Justierung des Auffängers *A* zum fächerförmigen Primärstrahl derart, daß die gesamte Primärstrahlung einschließlich des größten Teiles des „Primärhofes“ ²⁾ vom Auffänger aufgefangen wird. Dazu ist nur nötig, daß der Streuzylinder eine genau definierte Drehpunktlage hat, und der Auffänger um eine der Zylinderachse parallele Achse gedreht werden kann. Jenes wird in einfacher Weise durch zwei Zapfen *Z* besorgt, die genau in

¹⁾ Vgl. z. B. R. Hosemann, 1. Veröffentlichung. — ²⁾ Vgl. S. 140.

zwei Bohrungen des Zylinderflansches passen, während dieses durch folgende Anordnung erreicht wird:

Im Zylinder gleitet ein 1 cm hoher Messingzylinder M mit einer Nase NS in der Rinne RN , so daß er sich weder verkanten noch verdrehen kann. In jeder Lage wird er durch zwei mit Federkraft gegen den Zylinder gedrückte Bleibolzen B festgehalten. Ein Luftloch L sorgt dafür, daß der Raum hinter RM genügend evakuiert wird. Mittels zweier Ösen \ddot{O} (die eine ist nur gezeichnet) kann der Messingzylinder aus der Streukammer gezogen werden. Auf M ist ein Näpfchen N drehbar um eine Flachkopfschraube FS angebracht, das den von einem Springring SP festgedrückten Film F trägt. Auf dem Rand des Näpfchens sind genau gegenüberliegend zwei 0,3 mm breite Nuten radial eingefräst, in denen der Auffänger A sitzt. Auf dem Näpfchenrand ist an einer Stelle ein sehr feiner Strich markiert, ebenso ihm gegenüber in gleicher Höhe auf dem Messingzylinder. So kann das Näpfchen mit einer Genauigkeit von 0,01 mm bei Zuhilfenahme eines Mikroskops verdreht werden, und eine Justierung des Auffängers ist genau reproduzierbar möglich.

Der Auffänger A , ein 0,3 mm breites, 3 mm hohes Stahlbändchen, trägt auf seiner einen Schmalseite eine mit einem sehr feinen Schneideisen eingeschnittene Rinne, deren Wände fast genau in der Mitte beginnend ungefähr 60° steil bis zu dem scharfen Rande ansteigen. Der Auffänger ist vergoldet, da die $Au L$ -Eigenstrahlung von 4,5 kV nicht angeregt wird. Bei der elektrolytischen Vergoldung wurde durch dauerndes Schwenken dafür Sorge getragen, daß die Rinne bis auf ihren Grund mit einem gleichmäßigen Goldüberzug versehen wurde, damit der in ihr aufgefangene Primärstrahl möglichst vollständig absorbiert wurde.

III. Gesichtspunkte bei der Konstruktion des Blendenstockes.

Das Herz der ganzen Anordnung ist der Blendenstock, durch den das fächerförmige Strahlenbündel ausgeblendet wird. Da es sich bei den Aufnahmen um hohe Belichtungszeiten handelt, ist es lohnend, den Aufbau des Blendensystems wohl zu überlegen.

Es sind verschiedene Anforderungen, denen der Blendenstock gerecht werden muß, Anforderungen, die sich teilweise entgegenstehen, so daß eine optimale Lösung anzustreben ist. Die wichtigste Frage ist es, sehr feine, möglichst lange Spalte herzustellen, die überall gleich dick sind. Denn die Stelle, wo der Spalt aus irgendeinem Grunde breiter ist, ist ausschlaggebend für das „Auflösungsvermögen“, das dem reziproken Wert des durch die betreffende Stelle hervorgerufenen Öffnungswinkels des

Systems entspricht. Ist z. B. eine Scharte in einer Schneide, wird damit gleich das Auflösungsvermögen der ganzen Anordnung um ein Mehrfaches verschlechtert. Man sollte dann lieber einen weiteren Spalt verwenden, da dieser eine größere Intensität liefert.

Die Intensität und damit verbunden der Nutzeffekt des Blendensockes kann durch richtige Wahl des Abstandes der Blenden, des Präparates und des Films weitgehend gesteigert werden.

Und schließlich ist eine wichtige Eigenschaft die Zeichenschärfe¹⁾, die selbst wieder dem Auflösungsvermögen Abtrag leistet. Denn direkt neben dem Primärstrahl Beugungseffekte beobachten zu wollen, ist ein nutzloses Unterfangen, da eine eigentlich unendlich scharfe Linie wegen der Blendengeometrie die gleiche Breite wie der Primärstrahl hat, also über einen großen Bereich verschmiert wird. Mit anderen Worten: Wenn der Primärstrahl auf dem Film die Dicke $2d$ hat (s. Fig. 3), kann man einigermaßen scharfe „Linien“, ausgedrückt durch das Verhältnis ihrer Breite zum mittleren Abstand vom Primärfleck, erst erwarten, wenn man in einem Abstand e beobachtet, der ein Vielfaches von d ist. Ist e der kleinste zur Auswertung noch zugelassene Abstand vom Primärstrahlzentrum, so wollen wir für das Folgende als Zeichenschärfe Z definieren:

$$Z = e/2d. \quad (2)$$

Es ist also kein Schade, wenn die Gegend nahe am Primärstrahl gar nicht mitgewertet wird. Es macht darum auch nichts, wenn längs des Primärfleckes links und rechts in einer Zone, die sich bis zu einem mehrfachen von d ausdehnen darf, Schwärzungseffekte von dem Blendensystem selbst vorhanden sind. Wir wollen diese in Zukunft „Primärhof“ nennen.

Wie die nähere Betrachtung lehrt, kommt es bei der Steigerung des Nutzeffektes darauf an, daß das Verhältnis von Spalllänge zu Spaltbreite möglichst groß ist [vgl. Formel (4)]. Da der Länge durch die Länge des Brennfleckes eine obere Grenze gesetzt ist, muß man die Breite möglichst klein machen. 0,005 mm weite Spalte lassen sich einwandfrei mit verhältnismäßig einfachen Mitteln herstellen, wenn die Schneiden nicht zu stumpfwinklig sind. Umgekehrt ist aber zu beachten, daß zu spitzwinklige Schneiden Röntgenstrahlen in merklicher Intensität durchlassen, so daß die „effektive Spaltbreite“ größer ist als die unter dem Mikroskop festgestellte. Wir wählten den Schneidenwinkel α (vgl. Fig. 3) zu 45° , stellten die Schneiden aus Stahl her, polierten sie sorgfältig auf Mattglas und vergoldeten sie dann, um eine Anregung der Fe-K-Strahlung weitgehendst

¹⁾ Definition der Zeichenschärfe siehe Formel (2).

zu unterdrücken. Die Schneiden wurden dann auf einer Spiegelglasscheibe noch einmal nachpoliert und erlaubten die Einstellung eines Spaltes von 0,005 mm Breite mit einer Toleranz von 10 %.

Fig. 3 zeigt die Anordnung der Blenden. Dabei stehen die Spalte senkrecht auf der Zeichenebene. B_1 liegt der Anode benachbart. B_1 und B_2 begrenzen den Primärstrahl, bilden also den Fächer. B_3 ist so angeordnet, daß es von den Primärstrahlen gerade nicht mehr berührt werden kann, und hat die Aufgabe, die noch durch die Schneiden dringende, also bedeutend geschwächte Strahlung, möglichst nahe am Primärbündel wegzufangen.

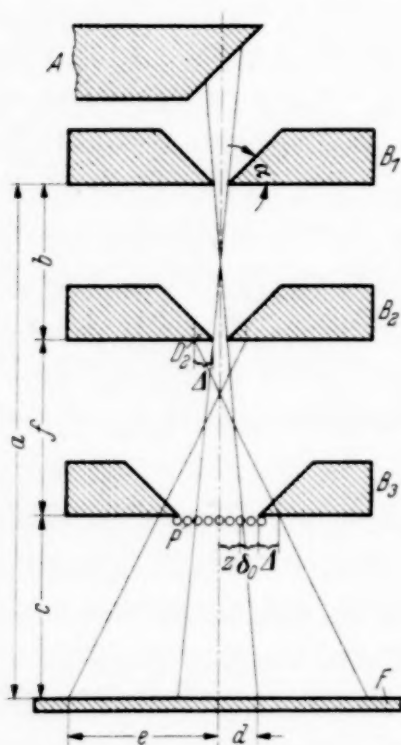


Fig. 3. Prinzipzeichnung des Blendensystems. Buchstaben-erklärung im Text.

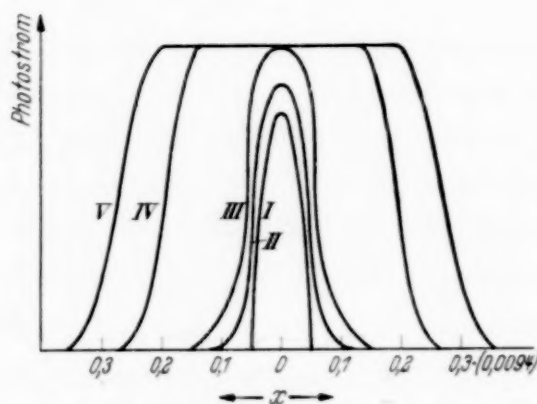


Fig. 4. Die Photometerkurven des Primärfleckes bei verschiedener Röhrenspannung und Belichtungszeit. Die Abszisse ist im Winkelmaß (arc) aufgetragen und gibt den Winkel des gestreuten Strahles mit der Fächerebene an.

Kurve	I:	4,5 kV;	30 mA;	10 Sekunden
"	II:	7,0 "	30 "	10 "
"	III:	12,0 "	30 "	10 "
"	IV:	4,5 "	60 "	20 Stunden
"	V:	4,5 "	60 "	600 "

Die Abstände zwischen den Blenden und dem Film seien mit a , b , c , f bezeichnet. Das Präparat P sitzt direkt bei B_3 . Auf dem Film F entsteht dann ein Schwärzungsverlauf, der in der Fig. 4 aus Photometrierungen ausgerechnet wiedergegeben ist. Man sieht, wie der Primärfleck mit zunehmender Spannung breiter wird. Gleichzeitig wird der „Primärhof“ intensiver, denn in dem durchleuchteten Bezirk D_2 von B_2 wird die Fe-K-Strahlung in zunehmendem Maße erregt. Mit zunehmender Belichtungszeit dehnt sich der Primärhof weiter aus und erreicht nach 600stündiger Belichtung die Ausmaße der Kurve V in Fig. 4. Dieser Primärhof ist nun bei allen Aufnahmen links und rechts vom Auffänger zu sehen. Er stört

die Auswertung des Diagramms außerhalb seines scharf abgegrenzten Bereiches nicht, da er nicht überstrahlt ist (vgl. z. B. die Fig. 12 und 17).

Wie steht es nun aber mit der Zeichenschärfe? Man darf sich nicht durch das Aussehen des Primärhofes irreführen lassen und annehmen wollen, die Zeichenschärfe hänge von seiner Breite ab! Das ist keinesfalls so. Denn der eigentliche Primärstrahl ist bei niedrigen Spannungen um ein Vielfaches intensiver als der Primärhof. Demnach sind auch alle Beugungseffekte, die außerhalb des Primärhofes zu beobachten sind, praktisch allein durch den Primärstrahl entstanden. Die Zeichenschärfe ist also gemäß Formel (2) bei 600stündiger Belichtung bei 4,5 kV und 60 mA, wie man aus Fig. 4 leicht ablesen kann:

$$Z = 0,33/2 \cdot 0,044 = 3,75.$$

Nachdem wir die bei der Konstruktion eines Blendenstockes auftauchenden Fragen im allgemeinen berührt haben, wollen wir nunmehr dazu übergehen, einen mit möglichst hohem Nutzeffekt arbeitenden Blendenstock zu berechnen:

Betrachten wir noch einmal Fig. 3! $2x_1$, $2x_2$, $2x_3$ seien die Spaltbreiten der Blenden B_1 , B_2 , B_3 ; l_1 , l_2 , l_3 ihre Längen. $2z$ sei die Breite des Primärstrahles in Höhe der Blende 3. δ_0 sei der Betrag, um den B_3 vom Primärstrahl zurückgezogen wurde. Δ gebe ein Maß für die Breite des gerade noch durchstrahlten Volumens. Es gelingt nun, einen Ausdruck für die Intensität des Streueffektes zu gewinnen, wenn Ungleichung (1) erfüllt ist.

Es folgt für die auf den Film gebeugte Intensität ΔJ , die ein Präparat mit der Fläche $x_3 \Delta l$ bei Fächerstrahlen liefert:

$$\Delta J = \text{const} \frac{x_1 x_2}{b^2} \cdot \frac{1}{c^2}, \quad (3)$$

in dem der Effekt Z (Fig. 1) längs MN verschmiert wird. Da die Breite $2d = MM'$ des Primärstrahles auf dem Film von der Summe von x_1 und x_2 abhängt, ist es somit am günstigsten, wenn man $x_1 = x_2 = x$ wählt. Für die von der ganzen Präparatfläche $l_3 \cdot x_3$ auf den Film gebeugte Intensität J ergibt sich:

$$J = \Delta J \frac{l c}{a} = \text{const} \frac{x^2 l}{b^2} \cdot \frac{1}{a c}. \quad (4)$$

Wir wollen nun J , das hier explizit durch drei Blendenstockabmessungen a , b , c ausgedrückt ist (x und l_1 sind durch die Praxis gegeben, werden also nicht variiert) in eine Funktion von drei Blendenstockeigenschaften ε_0 , s , δ_0 verwandeln.

ε_0 soll den Wert des kleinsten, noch eben aus dem Primärstrahlenbündel senkrecht zur Fächerebene herausreichenden Abbeugungswinkel angeben.

$$\varepsilon_0 = d/c = \frac{2x}{b} (a - b/2). \quad (5)$$

s sei ein der Zeichenschärfe $Z = e/2d$ ziemlich entsprechender Ausdruck,

$$s = \frac{e + \Delta + x}{d - x}, \quad (6)$$

der sich nachträglich wieder leicht auf Z umrechnen läßt, wenn Δ und x bekannt sind. Die Bedeutung von δ_0 ist bereits erklärt. Aus der Fig. 3 liest man leicht ab, daß

$$s = \frac{Z + \delta_0 + 2\Delta + x}{Z - x}; \quad (7)$$

$$Z = \frac{2x}{b} (a - c - b/2) \quad (8)$$

ist. Rechnet man aus (7) Z aus und setzt es in (8), so erhält man

$$a = c + kb, \quad (9)$$

wobei

$$k = \frac{s}{s-1} + \frac{\delta_0 + 2\Delta}{(s-1)2x}. \quad (10)$$

Durch Einsetzen von (9) in (5) ergibt sich weiter

$$c = \frac{b(k - \frac{1}{2})}{h - 1}, \quad (11)$$

wobei

$$h = \frac{\varepsilon_0 b}{2x} \quad (12)$$

und es folgt schließlich

$$J = \frac{(h-1)^2}{h^4(1 + \alpha(h-1))}, \quad (13)$$

wobei

$$\alpha = \frac{k}{k - \frac{1}{2}}. \quad (14)$$

In Fig. 5 ist J als Funktion von h dargestellt für $\alpha = 1$. Aus (11) folgt, daß J nur interessiert für Werte von $h > 1$, da $c < 0$ physikalisch sinnlos ist. Durch Differentiation erhält man den Wert für h , bei dem J ein Maximum hat. Nennen wir ihn h_{max} :

$$h_{max} = \frac{7\alpha - 2}{6\alpha} + \sqrt{\left(\frac{7\alpha - 2}{6\alpha}\right)^2 - \frac{4}{3} \frac{\alpha - 1}{\alpha}}. \quad (15)$$

Es ist nun leicht, einen Blendenstock mit maximalem Nutzeffekt anzugeben, sobald die Blendenstockeigenschaften (δ_0 , s , ε_0) vorgegeben sind. Man überlegt sich zunächst, wie eng die Spalte hergestellt werden können, bestimmt Δ überschlagsmäßig (es hängt vom Schneidenwinkel, dem Schneidenmaterial, der Röntgenwellenlänge und der Belichtungszeit ab)¹⁾ und stellt fest, wie nahe mit der Blende 3 an den Primärstrahl herangegangen werden kann. Nun kann man α aus (14) und (10) berechnen und erhält h_{max} aus (15). Aus diesem folgt durch (12) und (11) der optimale Wert von b und c , und schließlich aus (9) der Wert von a .

Ist beispielsweise $\varepsilon_0 = 0,0006$; $\delta_0 = 0,0125$ mm; $x = 0,0025$ mm; $l = 12$ mm; $s = 8,8$ vorgegeben, so folgt für die Hilfsgrößen aus (10), (12) und (14):

$$k = 2,88, \quad \alpha = 1,21, \quad b = 8,3 \cdot h.$$

Aus (15) folgt:

$$h_{max} = 1,65,$$

und aus (9) und (11):

$$a = 89,6 \text{ mm},$$

$$b = 13,7 \text{ .. .}$$

$$c = 50,2 \text{ .. .}$$

$$Z = 3,75 \text{ ,}$$

$$J = \text{const } x^2 \cdot l \cdot 11,8 \cdot 10^{-7}.$$

Aus äußeren Gründen hatte der zu unseren Versuchen verwandte Blendenstock noch nicht den optimalen Aufbau. Während (ε_0 , s , δ_0 , x , Δ , l) die eben angeführten Werte hatte, war $a = 114$ mm; $b = 12$ mm; $c = 71$ mm. Der Nutzeffekt, ausgerechnet aus (4) betrug dann: $J = \text{const} \cdot x^2 \cdot l \cdot 8,3 \cdot 10^{-7}$, ist also um 30 % geringer als der der optimalen Konstruktion.

Es ist nun interessant, in diesem Zusammenhang zu diskutieren, wie weit sich an dem Blendensystem noch wesentlich Verbesserungen anbringen lassen. Da scheint vor allem folgende Änderung aussichtsreich: Die Blenden werden aus einem stark absorbierenden Material hergestellt, dessen Eigen-

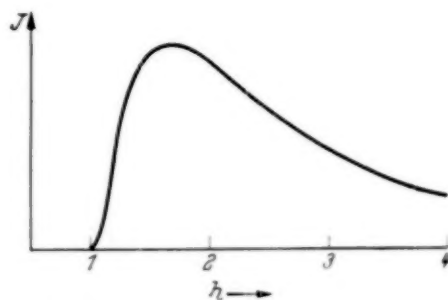


Fig. 5. Die aus Gleichung (13) berechnete Streuintensität $J(h)$ als Funktion von h aufgetragen.

¹⁾ Beispielsweise hat Δ bei 45°-Schneiden aus Eisen, 4,5 kV Röhrenspannung und 600 Stunden Expositionszeit den experimentell festgestellten Wert von $\Delta = 0,028$ mm.

strahlung nicht angeregt wird, und erhalten einen Kantenwinkel, der nahe bei 90° liegt, was natürlich nur unter erheblich größeren technischen Schwierigkeiten möglich ist. Es müßte sich dann aber eine wesentliche Verbesserung des Nutzeffektes ergeben, wie folgende Rechnung zeigt: Zunächst ist Δ , das in erster Näherung dem $\tan \alpha$ umgekehrt proportional ist, sicher kleiner als 0,002 mm zu machen. δ_0 könnte durch geeignete Justiervorrichtungen auf 0,005 mm erniedrigt werden, während alle übrigen Angaben dieselben wie im vorigen Beispiele bleiben mögen. Dann ist

$$k = 1.36, \quad \alpha = 1.58, \quad b = 8.3 \cdot h, \quad h_{maz} = 1.61,$$

d. h.:

$$a = 37.2 \text{ mm.}$$

$$b = 13.4 \quad \text{,,}$$

$$c = 18.9 \quad \text{,,}$$

$$Z = 4.6 \quad \text{,,}$$

$$J = \text{const} \cdot x^2 \cdot l \cdot 80 \cdot 10^{-7}.$$

Die Intensität hat also beinahe um das 10fache gegenüber der vorigen Konstruktion zugenommen, wobei die Zeichenschärfe außerdem noch um 30 % besser wurde. Ein weiterer Weg, den Nutzeffekt zu steigern, besteht in der Verminderung der Spaltbreite x , wie man leicht aus (4) einsehen kann, da der Nenner im höheren Maße kleiner wird als der Zähler. Doch steigen die technischen Schwierigkeiten bei der Herstellung solcher Blenden unverhältnismäßig schnell im Vergleich zu den erzielten Resultaten. Alles in allem ist durch die Untersuchung dieses Abschnittes festgestellt, auf was es bei der Konstruktion eines Blendenstockes ankommt. Weitere Versuche werden unternommen, leistungsfähige Systeme nach diesen Gesichtspunkten zu entwickeln.

IV. Untersuchung der spektralen Zusammensetzung der Röntgenstrahlung und der Absorptionsverhältnisse in der Kammer.

Eignung des bei 4,5 kV angeregten Bremsspektrums für die Untersuchung „verhältnismäßig glatter“ Beugungsbilder.

Eine weitere Möglichkeit, das „Auflösungsvermögen“ zu steigern, besteht in der Verwendung möglichst weicher Röntgenstrahlung, da für sie der Bragg'sche Reflexionswinkel größer ist. Es liegt darum nahe, die Aluminium-Eigenstrahlung von $\lambda = 8,3 \text{ \AA}$ zu verwenden. Nachdem es sich als wichtig erwiesen hatte, daß die Intensität des Primärhofes nicht zu groß war (vgl. Abschnitt III), blieb als günstigste Röhren-

spannung 4,5 kV, da bei dieser Spannung der Primärhof noch wenig in Erscheinung tritt, während die Al-K-Strahlung (Anregungsspannung = 1,55 kV) schon mit etwa 60 % ihrer maximalen Intensität vorhanden ist ¹⁾.

Es wurde nun versucht, an einem bekannten Präparat, dem monodispersen Paraffin C₃₁H₆₄ (Hentriakontan) die „großen Netzebenenabstände“ von 42,9 Å mit Al-K-Strahlung zu erhalten ²⁾, um auf diese Art die Kammer eichen zu können ³⁾. In Fig. 6 ist ein solches Mikrodiagramm in 2,5facher Vergrößerung wiedergegeben, das vom gepulverten Hentriakontan erhalten wurde, indem dieses in 500 µ dicker Schicht mit etwas Zaponlack auf 1 µ-Al-Folie aufgetragen wurde. Deutlich sind Linien zu erkennen, die durch Überlagerung lauter gleichgroßer, längs des Auffängers verschobener Debye-Kreise entstanden sind. Der aus ihnen durch Einsetzen von $\lambda = 8,3$ Å ausgerechnete Netzebenenabstand beträgt aber seltsamerweise 122 Å.

In einem weiteren Versuch wurden 500 µ dicke, aus einem Hentriakontanschüppchen mit einem Rasiermesser ausgeschnittene Stäbchen in richtiger Weise ⁴⁾ vor dem Fächergoniometer justiert, so daß die großen Netzebenenabstände in reflexionsfähiger Lage waren. In Fig. 7 ist das Diagramm wiedergegeben. Wieder tritt ein Reflex auf, der durch Einsetzen von $\lambda = 8,3$ Å abermals 122 Å entspricht. Sogar die zweite Ordnung ist zu beobachten.

Es wurde ein Fächergoniometer für Cu-Strahlung gebaut und an eine Feinstrukturrohre gestellt. Die Fig. 25 zeigt eine Aufnahme, aus der sich einwandfrei 43 Å ergaben. Nach verschiedenen Versuchen wurde schließlich aus einem Paraffinschüppchen ein feines 0,2 mm dickes Stäbchen mit einem Rasiermesser herausgeschnitten und in richtiger Weise ⁴⁾ vor dem Fächer justiert. Die Fig. 8 zeigt das Ergebnis. Neben dem Reflex von 122 Å ist rechts außen eine scharfe Linie zu erkennen, die in richtiger Weise 43 Å ergibt. Der innere Reflex muß also von dem Bremsspektrum herühren.

Es walten hier eben ganz eigenartige Verhältnisse. Denn das sonst immer als sehr verwaschen bekannte Bremsspektrum tritt hier als ziemlich scharfes Maximum auf, das sogar in zweiter Ordnung zu beobachten ist (Fig. 7). Der Grund ist in den besonderen Absorptionsverhältnissen zu

¹⁾ E. Lorenz, ZS. f. Phys. **51**, 71, 1928. — ²⁾ A. Müller, W. B. Saville, Journ. Chem. Soc. **127**, 599, 1925. — ³⁾ Herrn Prof. Staudinger möchte ich an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen für die freundliche Überlassung verschiedener Präparate. — ⁴⁾ Vgl. S. 150.

suchen. Wir haben diese rechnerisch mit der Formel von Jönsson¹⁾ für Wasser als Absorber²⁾ überprüft unter Zugrundelegung folgender Annahme: Bei kleinem Bragg'schen Winkel ist der Atom- bzw. Molekülfaktor = 1, desgleichen ist der Polarisationsfaktor $P = 1$. Die Ausbeute an kohärenter Streustrahlung sei in dem betrachteten Wellenlängenbereich $2 \text{ \AA} < \lambda < 8 \text{ \AA}$ praktisch konstant. Dann ist die aus einem d_1 cm dicken folienförmigen Präparat mit dem Absorptionskoeffizient μ_1 bei senkrechter Durchstrahlung

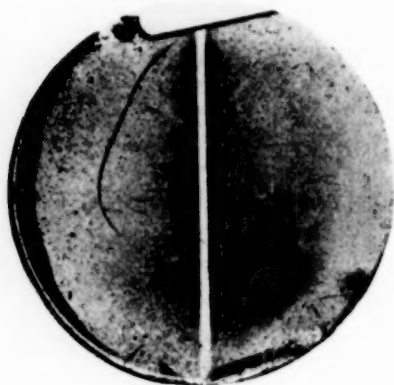


Fig. 6. Mikrofächeraufnahme von gepulvertem Hentriakontan. Vergrößerung gegenüber der Originalaufnahme 2,5 fach. Abstand Film—Präparat 7 mm, Belichtungszeit 80 Stunden, Röntgenstrahlung einer bei 4,5 kV angeregten Al-Anode, Präparatdicke 500μ .

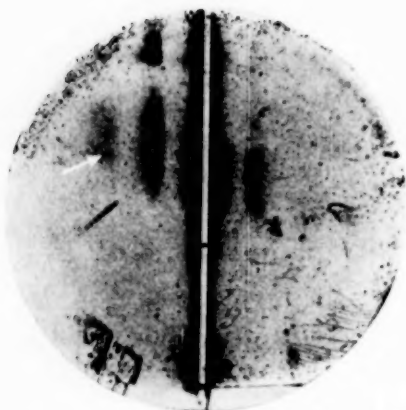


Fig. 7. S-Aufnahme von 500μ dicken Hentriakontanstäbchen. Abstand Film—Präparat 20 mm, Belichtungszeit 360 Std., Röhrenspannung 4,5 kV.

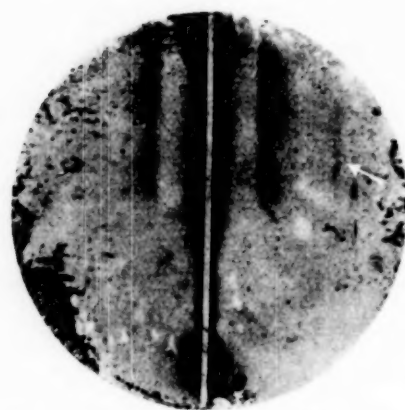


Fig. 8. S-Aufnahme eines 200μ dicken Hentriakontanstäbchens. Abstand Film—Präparat 30 mm, Belichtungszeit 260 Std., Röhrenspannung 4,5 kV.

mit kleinen Winkeln austretende Streuintensität J_r , wenn $J_0(\lambda)$ die Primärintensität bei der betreffenden Wellenlänge ist:

$$J_r = \text{const} \cdot J_0(\lambda) \cdot d_1 \cdot e^{-\mu_1 d_1}. \quad (17)$$

Die im Film wirksam werdende Intensität J_w ist, wenn d_2 die Dicke der AgBr-Schicht und μ_2 ihr Absorptionskoeffizient ist:

$$J_w = J_r (1 - e^{-\mu_2 d_2}). \quad (18)$$

¹⁾ Vgl. Landolt-Börnstein, Erg. IIb, S. 580. — ²⁾ Wasser hat einen dem Paraffin sehr ähnlichen Verlauf seines Absorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge, solange man der K-Absorptionskante von O und C nicht zu nahe kommt, was hier ja zutrifft.

Es wird dabei die dem Film durch Ausstrahlung von charakteristischer Ag- und Br-Eigenstrahlung wieder verlorengelungene Intensität nicht berücksichtigt, was in erster Näherung die Ergebnisse nicht verändert¹⁾. Setzen wir für $J_0(\lambda)$ noch die spektrale Intensitätsverteilung des Bremsspektrums bei Verwendung einer Al-Anode ein²⁾, so ergeben sich die in Fig. 9 dargestellten Kurven bei 4,5 kV und Verwendung verschieden dicker Wasserschichten als Absorber. Die aus der Aufnahme der Fig. 8 durch Photometrierung erhaltene Intensitätsverteilung des Bremsspektrums ist durch Kreise angegeben. Man sieht, daß sie gut mit einer für eine 200 μ dicke

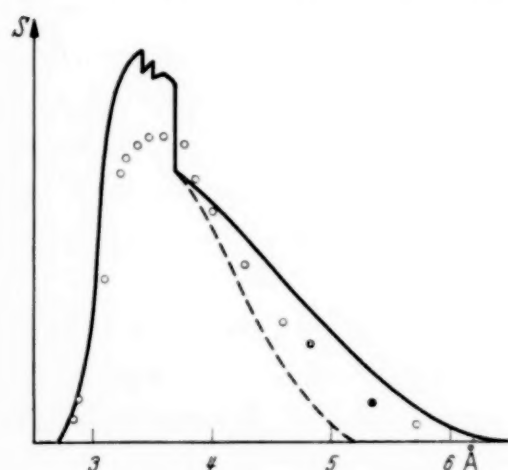


Fig. 9. Spektroskopie des Bremsspektrums einer Aluminiumanode bei 4,5 kV bei Reflexion an den „großen Netzebenenabständen“ des Hentrikontans in Durchstrahlung. Der Schwärzungsverlauf auf dem Film ist für eine AgBr-Schicht mit $D = 0,73 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$ berechnet für

— 100 μ dickes Paraffin.

- - - 300 μ dickes Paraffin.

o o o Die experimentell bestimmte Kurve aus dem in Fig. 8 wiedergegebenen Mikrodiagramm.

Wasserschicht errechneten Kurve übereinstimmen, denn es ist zu den errechneten Intensitätsverteilungen zu bemerken, daß die Ag-L-Absorptionskante bei Berücksichtigung der im Film erregten Ag-Eigenstrahlung weit weniger scharf auftritt¹⁾.

Die Aufnahmen an Paraffin zeigen also, daß bei Durchstrahlung von Präparaten, die hauptsächlich C, O und H enthalten und einige 100 μ dick sind, unter Verwendung von Al-Anoden bei 4,5 kV ein Wellenlängenspektrum wirksam wird, dessen Mittelwert bei 3,6 Å liegt und nach beiden Seiten ziemlich schnell abfällt, so daß 2,8 bzw. 4,6 Å kaum mehr vorhanden sind. Das Spektrum hat eine Halbwertsbreite von ungefähr 0,5 Å, bildet somit gemäß Formel (2) alle Beugungserscheinungen mit einer Zeichenschärfe $Z = 3,6$ ab, die der vom Blendenstock gleichkommt (s. S. 141), so daß sich beide Zeichnungsfehler im richtigen Maße abgleichen.

Eine genauere Diskussion zeigt, daß ein unter Verwendung monochromatischer Fächerstrahlen entstandenes Beugungsbild der Form: $S = x^n$ (x = Abbeugungswinkel senkrecht zum Fächer) auch bei nicht mono-

¹⁾ R. Glocker, ZS. f. Phys. **40**, 479, 1926. — ²⁾ Benutzt wurden dazu die Abb. 248 und 249 aus Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Berlin, Julius Springer, 1931.

chromatischer Strahlung diesen Verlauf behält. Erst ein Beugungsbild $S = \sum a_n \cdot x^n$ wird verzerrt, wenn z. B. statt monochromatischer Strahlen das Bremsspektrum genommen wird. Wir wollen im folgenden, ohne uns auf nähere Einzelheiten einzulassen, unter einem „verhältnismäßig glatten“ Beugungsbild ein solches verstehen, bei dem durch die Verwendung unseres Al-Bremsspektrums bei den mitgeteilten Versuchsbedingungen nur wenig an dem Schwärzungsverlauf gegenüber einer monochromatischen Aufnahme geändert wird. Wie weit die experimentell erhaltenen Beugungsbilder diesen Charakter haben, zeigt die Darstellung des Abschnittes VII.

Die rechnerische Nachprüfung ergibt ferner, daß die Absorptionsverhältnisse sich nur sehr wenig ändern, wenn die Präparatdicke zwischen 50 und 500 μ variiert. Die Al-Eigenstrahlung selbst tritt dabei gar nicht oder kaum wahrnehmbar in Erscheinung und wird erst bei Präparatdicken unter 30 μ bedeutend. Solch dünne Präparate liefern aber nur sehr wenige Fasern. Und mikroskopische Schnitte unter Erhaltung der Orientierung sind zu schwierig herzustellen.

Es mag sonderbar erscheinen, daß hier nur von Al-Anoden die Rede ist. Die zeitliche Aufeinanderfolge unserer Versuche war aber eine andere, wie die hier der Übersichtlichkeit wegen vorgenommene. Es wurden nämlich die Strahlungsverhältnisse mit Hilfe der großen Netzebenen im Hentrikontan erst dann eingehend untersucht, als schon eine große Zahl von Aufnahmen von Faserstoffen vorlag, durch die sich die Brauchbarkeit des Blendenstockes für die Untersuchung ultramikroskopischer Systeme erwiesen hatte. Daher wird auch bei späteren Untersuchungen zu Anoden mit schweratomigem Material übergegangen werden. Fassen wir nun die Verhältnisse, die sich beim Arbeiten mit sehr weicher Strahlung bieten, kurz zusammen:

Tabelle 2 gibt einen überschlagsmäßigen Überblick über die Ausbeute $N = J_r/J_0$ an gestreuter Strahlung. In der zweiten Spalte ist der Absorptionskoeffizient von Wasser für verschiedene Wellenlängen angegeben ¹⁾.

Tabelle 2.

λ in Å	μ in cm^{-1}	d_{opt} in $\text{cm} \cdot 10^{-4}$	$\alpha/\mu \cdot 100$	N	N^+
2	28	357	0,7	250	85
4	194	51,5	0,1	5,2	5
6	590	17	0,03	0,5	0,2
8	1270	7,9	0,013	0,1	0,012
10	2290	4,4	0,009	0,04	0,000 02

¹⁾ Die Werte sind dem Buch von Siegbahn, l. c., entnommen.

In der dritten folgt die optimale Präparatdicke d_{opt} , die sich aus (17) durch Differentiation zu $d_{opt} = 1/\mu$ ergibt. In der vierten Spalte ist der prozentuale Anteil der Absorption durch Streuung gegenüber der Gesamtabsorption angegeben, in dem näherungsweise $\sigma = 0,2$ gesetzt wurde. Und schließlich folgt die Ausbeute N , die bei Verwendung optimaler Dicken d_{opt} im günstigsten Falle zu erwarten ist.

Man sieht, daß N zwischen 2 und 4 Å besonders stark abfällt, um dann bei weicherer Strahlung immer langsamer abzunehmen. Da es aber in den weitaus meisten Fällen, wie oben erwähnt wurde, nicht möglich ist, Präparate der Dicke d_{opt} herzustellen, so ist in der letzten Spalte der Nutzeffekt N^+ für 50 μ dicke Präparate angegeben. Man sieht, wie ungeheuer stark die Ausbeute bei weicherer Strahlung abnimmt.

Allein aus diesem Grunde dürfte sich die Verwendung der Al-Eigenstrahlung in den weitaus meisten Fällen verbieten. Noch bedeutsamer aber ist die störende Gegenwart der Bremsstrahlung, die jede nähere Diskussion von Beugungseffekten mit „verhältnismäßig glatten“ Verlauf unmöglich machen dürfte¹⁾. Eine Monochromatisierung durch Kristallmonochromatoren aber ist aus Intensitätsgründen unmöglich. Es ist darum ein glücklicher Umstand, daß das Bremsspektrum selbst sich als eine für die Untersuchung „verhältnismäßig glatter“ Beugungseffekte praktisch monochromatische Strahlungsquelle darbietet. Wir fassen darum zusammen: Für die Untersuchung von Beugungseffekten mit „verhältnismäßig glatten“ Verlauf der Beugungsintensität in Abhängigkeit vom Braggschen Winkel eignet sich, wenn man vom Arbeiten mit Kristallmonochromatoren absehen will, das durch ungefähr 4,5 kV angeregte Bremsspektrum besonders gut, wenn Präparate von 0,005 bis 0,05 cm Dicke verwandt werden. Das Bremsspektrum ist dann weitgehend monochromatisiert und kann in der Auswertung durch eine mittlere Wellenlänge von $\lambda_{eff} = 3,6$ Å ersetzt werden. Die Zeichenschärfe des Strahlungsgemisches liegt zwischen 3 und 4.

V. Die Aufnahmen in der Mikrofächerkammer und ihre quantitative Auswertung.

Die Betriebsspannung beträgt bei allen Aufnahmen 4,5 kV, die Emission 60 mA. Die Belichtungszeiten liegen zwischen 50 und 800 Stunden. Das zu untersuchende Präparat wird auf der Innenseite der den Blendenstock bedeckenden Eisenhaube E befestigt (s. Fig. 2). Der Messingzylinder M ,

¹⁾ Vgl. Fig. 25 sowie die Bemerkung S. 160.

der den Film trägt, wird so eingestellt, daß der Abstand zwischen Film und Präparat je nach der beabsichtigten Auflösung zwischen 10 und 71 mm liegt. Die Präparatdicke beträgt stets annähernd 0,02 cm, das bedeutet bei Faseraufnahmen eine Lage von 5 bis 10 Fasern übereinander. Es wird dafür gesorgt, daß das Präparat eine genügende Ausdehnung hat, so daß der Fächerstrahl voll ausgenutzt wird.

Fasern werden in einen kleinen Rahmen gespannt. Es gibt zwei Möglichkeiten ihrer Justierung in der Kammer: Entweder steht die Faserachse senkrecht zur Fächerebene (Senkrechtaufnahme oder kurz: *S*-Aufnahme) oder sie liegt parallel zu der Richtung der Spalte, also in der Fächerebene (Parallelaufnahme, *P*-Aufnahme).

Orientierte Präparate mit Blättchenhabitus wie Paraffin können entweder so befestigt werden, daß ihre Blättchenebene parallel zum Film liegt (Aufsichtaufnahme, *A*-Aufnahme), oder aber durch Zerschneiden in feine Streifen mit einem Rasiermesser je nach Wunsch zu einer *S*- oder *P*-Aufnahme verwandt werden, indem die Richtung der Kettenmoleküle senkrecht zur Fächerebene justiert oder in sie gelegt wird. Es gibt zwei Möglichkeiten, dieses Ziel zu erreichen. Entweder werden die Streifen alle nebeneinander auf 1 μ Al gelegt. Da sie in der Blättchenebene splintern, kann man ihre Orientierung leicht unter dem Mikroskop erkennen und sie so in die richtige Lage wenden. Mit zwei Tropfen verdünntem Zaponlack werden sie auf der Al-Folie befestigt. Oder es wird ein einzelnes Streifchen genommen und mit einer Lupe vor dem Blendenstock in richtiger Weise justiert. Fig. 8 zeigt eine solche „Stäbchenaufnahme“, während Fig. 7 eine Aufnahme des zuerst besprochenen Typs ist.

Schließlich können auch pulverförmige Präparate untersucht werden, indem man sie einfach auf 1 μ Al mit etwas Zaponlack befestigt (Fig. 6). Betrachten wir nun die in der Mikro-Fächerkammer erhaltenen Diagramme! Sie sind in den Fig. 10 bis 17 in 2,5facher Vergrößerung dargestellt. Bei der Reproduktion ist Wert darauf gelegt worden, den Schwärzungsverlauf möglichst charakteristisch wiederzugeben, was bei dem auf den Filmen vorhandenen großen Schwärzungsunterschied nicht immer ganz leicht zu erreichen ist.

Beschreibung der Präparate und ihrer Mikrodigramme. Fig. 10, 11: Ein pulvriges, außerordentlich stark abgebautes Zellulosepräparat bei verschiedenen Abständen Film-Präparat aufgenommen. Eine außerordentlich starke Schwärzung tritt auf, die bis zu einer Stelle reicht, die einem Netzebenenabstand von etwa 120 Å entsprechen würde. Diese mikrokristalline

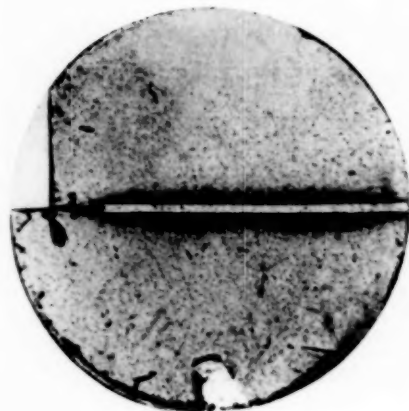


Fig. 10.



Fig. 11.

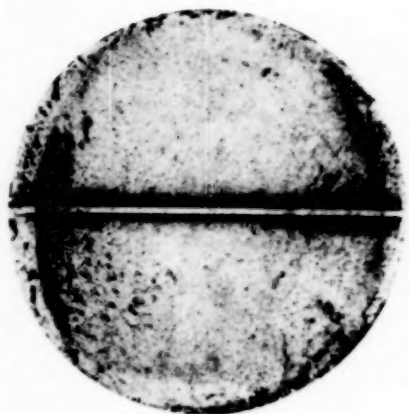


Fig. 12.

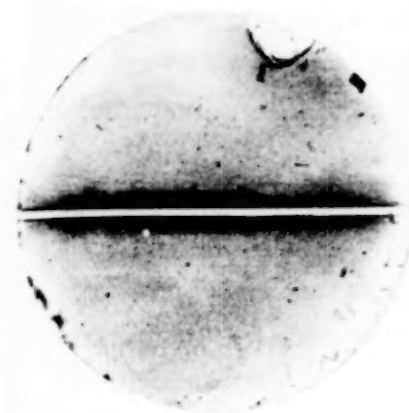


Fig. 13.

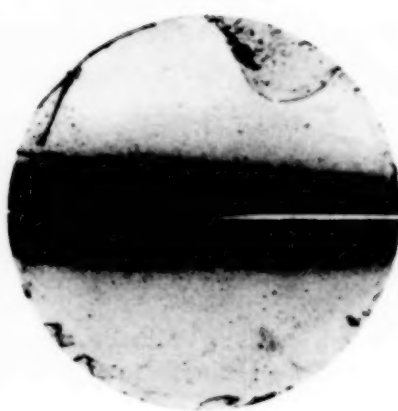


Fig. 14.

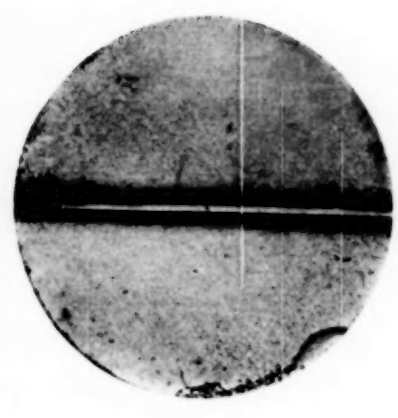


Fig. 15.

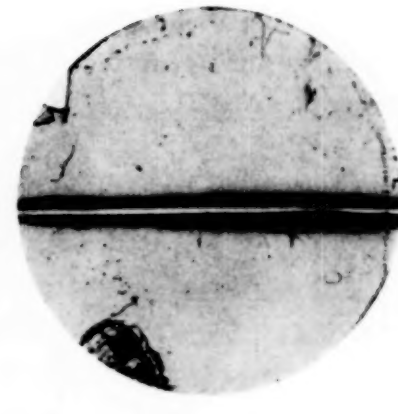


Fig. 16.

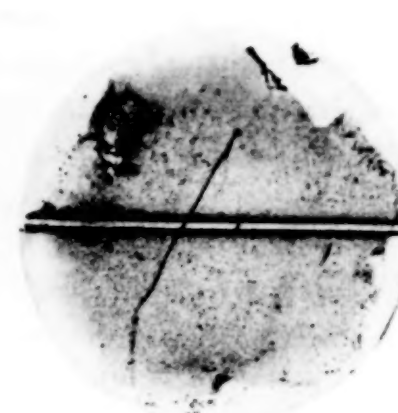


Fig. 17.

Fig. 10 bis 17. Mikrofächeraufnahmen von Zellulosefaserpräparaten. Vergrößerung 2,5 fach. e = Abstand Filmpräparat. t = Belichtungszeit. Es wird stets die Bremsstrahlung einer Aluminiumanode bei 4,5 kV und 100 bis 300 μ dicke Präparate benutzt.

Fig. 10.	Grenzextrinacetat 2.	$e = 15$ mm;	$t = 60$ h.
Fig. 11.	Grenzextrinacetat 2.	$e = 71$ mm;	$t = 400$ h.
Fig. 12.	Triacetylzellulose II.	$e = 71$ mm;	$t = 80$ h.
Fig. 13.	Triacetylzellulose II.	$e = 71$ mm;	$t = 200$ h.
Fig. 14.	Triacetylzellulose II.	$e = 71$ mm;	$t = 800$ h.
Fig. 15.	Ramie A.	$e = 71$ mm;	$t = 120$ h.
Fig. 16.	Ramie I.	$e = 71$ mm;	$t = 300$ h.
Fig. 17.	Ramie I.	$e = 71$ mm;	$t = 700$ h.

(grobkristalline) „Acetylzellulose II“ (auch Grenzdextrinacetat 2 genannt)¹⁾ ist pulvrig, also nicht orientierbar. Darum soll ihre Auswertung erst zuletzt folgen. Von Hess durchgeführte Viskositätsmessungen ergaben eine durchschnittliche Kettenlänge von $50 \pm 10 \text{ \AA}$.

Fig. 12 bis 14. Faserige Triacetylzellulose II, hergestellt nach dem Kaliumacetatverfahren von Hess und Trogus¹⁾. Es handelt sich um ein faseriges Präparat. Die mittlere Kettenlänge der Zellulose-Makromoleküle ist nach Messungen von Hess mit der Staudingerschen Viskositätsmethode größer als 2500 \AA . Eigene Messungen ergaben $3500 \pm 250 \text{ \AA}$ für $\eta_r = 1,1-1,2$ in m-Kresol. Während die weniger stark belichteten Aufnahmen der Fig. 15 und 16 ein besonders charakteristisches Aussehen haben, indem sich links und rechts vom Primärhof ein Saum hinzieht, der bis ungefähr 300 \AA ziemlich konstante Schwärzung zu haben scheint, um dann an dieser Stelle schnell abzusinken, zeigt Fig. 14 bei viermal so langer Belichtungszeit, daß sich das vorher so charakteristische Aussehen vollkommen verwandelt hat und nun der Fig. 11 zu ähneln scheint. Die Ausdehnung der Schwärzung beträgt etwa 200 \AA , wird aber bei noch längeren Belichtungszeiten zweifellos bis zu noch kleineren Netzebenenabständen reichen.

Diese Aufnahmen erläutern also sehr eindrucksvoll, wie wenig geeignet die visuelle Betrachtung ist, Charakteristisches über diesen „verhältnismäßig glatten“ Schwärzungsverlauf auszusagen. In Fig. 18 sind die Photometrierungen dieser drei Aufnahmen, auf Photostrom bzw. Elektrometerfadenspannung umgerechnet, angegeben. Kurve III, die der Fig. 12 entspricht, zeigt, daß der Saum keinesfalls über einen größeren Bereich konstant ist, sondern an jeder Stelle steil ansteigt. Die Kurven I, II und III zusammen gestatten es, wie wir im folgenden sehen werden, die Auswertung des Diagramms über einen großen Bereich vorzunehmen.

Fig. 15. Die *P*-Aufnahme einer ungereinigten Ramie, genannt Ramie A, deren Kettenlänge voraussichtlich weit über 3000 \AA liegen muß.

Fig. 16. Die *P*-Aufnahme einer sorgfältig von allen Kittsubstanzen gereinigten Ramie, genannt Ramie I, deren Kettenlänge auch noch über 3000 \AA liegen dürfte.

Fig. 17. Die *S*-Aufnahme der Ramie I. Neben dem Primärhof ist trotz sehr langer Expositionszeit nur ein ganz schwach angedeuteter Schwärzungsfuß zu sehen.

¹⁾ Herrn Prof. Hess möchte ich an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen für die freundliche Überlassung verschiedener interessanter Zellulosepräparate.

Folgerungen für die Auswertung. Wenn gleichstark belichtete Aufnahmen gleich dicker Präparate miteinander verglichen werden, vermag die visuelle Betrachtung einen gewissen Aufschluß zum mindesten über die Stärke des Beugungseffektes zu geben, der auf die Dichte der Packung der Kristallite in der Faser gewisse Rückschlüsse zu ziehen gestattet. Nähere Schlüsse auf die Größe der Kristallite usw. sind aber unmöglich, da die Größe des Zentralfleckes von der Belichtungsdauer abhängt. Will man darum Aussagen über die submikroskopische Zusammensetzung eines Präparates machen, so ist einerseits eine quantitative Auswertung des Zentralfleckes durch Photometrierung unerläßlich, andererseits aber ist es nötig, sich gewisse Vorstellungen über das submikroskopische Gefüge zu machen, um eine rechnerische Erfassung der durch dieses hervorgerufenen Beugungseffekte zu versuchen. Ich habe dieses in der vorhergehenden Arbeit unter-¹⁾nommen und dabei zugleich ein Auswerteverfahren angegeben, das den hier erhaltenen Diagrammen besonders angepaßt ist und sich sehr leicht handhaben läßt.

Die Photometrierung. Sämtliche Aufnahmen waren mit dem Sino-Film gemacht. Es wurde unter Normalbedingungen entwickelt. Zur Photometrierung im Zeiss'schen Mikrophotometer wurde bei Verwendung von Planarlinsen ein 0,035 mm breiter, 5 bis 10 mm langer Spalt verwandt, der genau parallel zum Schatten des Auffängers justiert wurde. Da die Breite des Primärfleckes und damit auch die Zeichenschärfe der röntgenographischen Abbildung gleicher Größe war, die Schwärzungskurven ferner „verhältnismäßig glatt“ waren (s. Abschnitt IV), sind damit die Bedingungen für eine einigermaßen getreue Wiedergabe der Verhältnisse gegeben.

Das Elektrometer wurde durch Verminderung der mechanischen Fadenspannung auf hohe Empfindlichkeit gebracht und absolut geeicht (Eichkurve). Bei 0,2 Volt Spannungsänderung durchlief der Faden die ganze Skala auf der Registrierplatte. Das Übersetzungsverhältnis zwischen Registrierpapier und Film betrug 15:1; somit entspricht 1 cm auf dem Registrierblatt 0,066 cm auf dem Film oder bei einem Abstand von 7,1 cm vom Film zum Präparat in der Streukammer einem Winkel von: $\varepsilon = x = 0,0094 = 32,4'$.

Der besseren Übersichtlichkeit wegen sind alle Photometrierungen auf einen Abstand Film-Präparat von 7,1 cm umgerechnet worden. Die kleinsten mit Sicherheit außerhalb des „Primärhofes“ registrierten Winkel, entsprechend einem $x = 0,3 \cdot 0,0094$, betragen somit also $9,7'$, und würden nach der Braggschen Beziehung bei Verwendung von $\lambda = 3,6 \text{ \AA}_{\text{eff}}$ Netzebenenabstände von 1280 \AA ergeben.

¹⁾ R. Hosemann, l. c.

Die Umrechnung auf Intensitäten. Bildung der Funktion $q(x)$. Auf den Registrierkurven wird die dem Fußpunkt des Schwärzungsberges (das ist die Stelle, wo die Schwärzung ihren minimalen Wert erreicht hat) entsprechende Fadenspannung V_0 aus der Eichkurve berechnet, desgleichen die für unendlich große Schwärzung V_2 . Indem nun Punkt für Punkt die Fadenspannung V_x für irgendeinen Punkt des Schwärzungsverlaufes mit dem Winkelabstand x vom Mittelpunkt berechnet wird, ergibt sich für die durch die Partikelstreuung verursachte Schwärzung:

$$S(x) = \log \frac{V_0 - V_2}{V_x - V_2}, \quad (19)$$

indem angenommen wird, daß irgendwie sonst auf dem Film entstandene Schwärzung überall den gleichen Wert wie am Fußpunkt hat. Eine Leer-

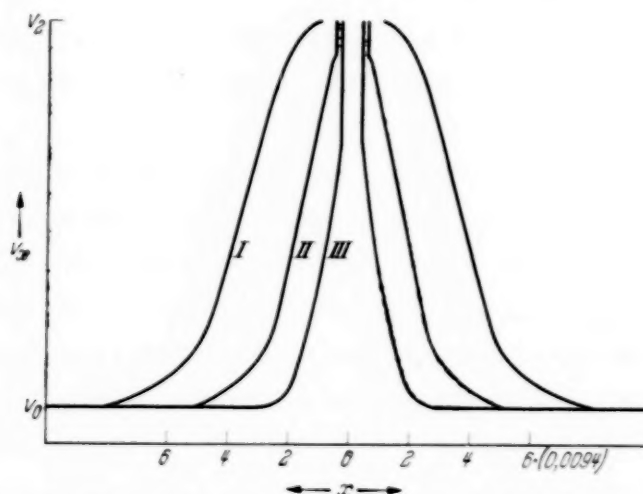


Fig. 18. Die auf Photostrom bzw. Elektrometerfadenspannung korrigierten Photometerkurven von drei verschieden stark belichteten S-Aufnahmen der Triacetylcellulose (vgl. Fig. 12 bis 14).

Kurve I: Entspricht Fig. 14.

Kurve II: Entspricht Fig. 13.

Kurve III: Entspricht Fig. 12.

aufnahme bestätigte, daß der Film überall die gleiche, leichte Schleierung mit $S = 0,2$ hatte. Lediglich am Auffänger schaut links und rechts eine schmale Schwärzung heraus, die vom „Primärhof“ herrührt. Da sie aber ohne Solarisationserscheinungen scharf begrenzt auf allen Aufnahmen die gleiche Form hat, kann sie die Ergebnisse nicht beeinflussen.

Auf diese Art kann der Schwärzungsverlauf nach (19) mit großer Genauigkeit festgestellt werden. Durch einen besonderen Versuch wurde die Gradationscharakteristik des Sino-Films für $3,6 \text{ \AA}_{\text{eff}}$ festgestellt: Es wurden von dem gleichen Präparat zwei annähernd gleich stark belichtete Aufnahmen verglichen, die sich nur darin unterschieden, daß die eine einen Schleier von 0,2, die andere einen solchen von 1,2 hatte. Zeigten sich Unter-

schiede in der Auswertung nach (19), so waren sie alleine auf die Nicht-linearität der Gradationscharakteristik zurückzuführen, die nun zu erfassen war. In Tabelle 3 ist der Zusammenhang von tatsächlicher Schwärzung und Schwärzung bei angenommener linearer Charakteristik — für die nun einfach die Intensität J geschrieben wird — wiedergegeben:

Tabelle 3.

S	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
J	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,4	2,8

Da die meisten Aufnahmen nur Schwärzungen bis 1,0 aufweisen, kann dort statt $S(x)$ direkt $J(x)$ geschrieben werden. Schließlich erhält man noch

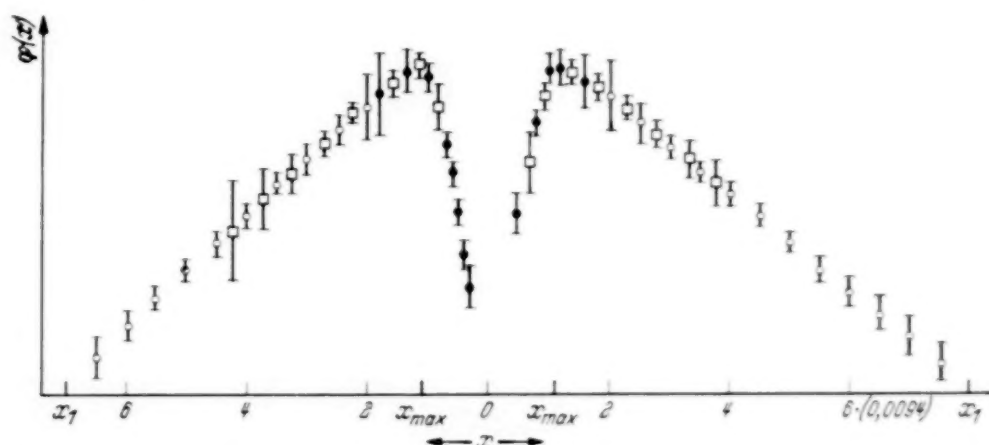


Fig. 19. Die aus den in Fig. 18 dargestellten drei Kurven errechneten q -Kurven in Ordinateenrichtung entsprechend gedehnt, daß sie eine einheitliche q -Kurve bilden. Jede der drei Kurven bildet $q(x)$ über einem gewissen kleinen x -Intervall besonders genau ab.

Aus Kurve III: ● ● ●.
Aus Kurve II: □ □ □.
Aus Kurve I: ○ ○ ○.

Als Abszisse ist x , der Winkel senkrecht zur Fächerebene aufgetragen.

durch Multiplikation mit x^2 die Funktion $q(x)$ ¹⁾, die der Ausgangspunkt für die weitere Auswertung ist. Die Fig. 19, 20, 23, 24, 28, 29 zeigen eine Reihe solcher q -Funktionen. Die Fehlergrößen sind dabei durch vertikale Bälkchen angegeben. Liegen von einer Probe verschieden stark belichtete Aufnahmen vor, so liefert eine jede über einen anderen x -Intervall die q -Funktion, die an den Enden des betreffenden Intervalls ungenauer zu werden pflegt. Man kann die einzelnen Abschnitte aber, nachdem man sie im richtigen Maß in Ordinateenrichtung gedehnt hat, zusammensetzen und erhält dann einen Überblick über ein bedeutend größeres Intervall. Das ist z. B. in der Fig. 19 geschehen, wo drei Abschnitte zusammengesetzt sind.

¹⁾ Definition von $q(x)$ s. R. Hosemann, l. c.

Auswertung der Mikrodiagramme nach dem in der ersten Veröffentlichung aufgestellten Verfahren¹⁾.

1. Triacetylzellulose II. Die in Fig. 19 dargestellte $q(x)$ -Kurve der S-Aufnahmen liefert:

$$A_2/A_1 = 7.0 \pm 1.0; \quad x_{max} = 0.0094 \cdot (1.3 \pm 0.2) = 0.0122 \pm 0.0019.$$

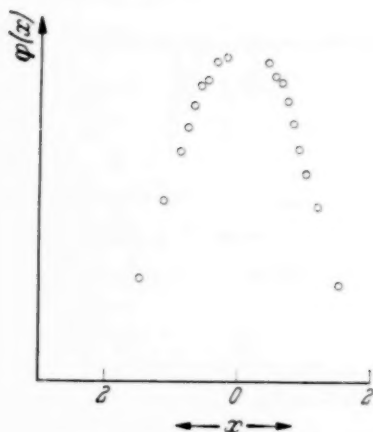


Fig. 20. $q(x)$ -Kurve für die P-Aufnahme der Triacetylzellulose.

Fig. 4* liefert:

$$n = 1.6 \pm 0.15.$$

Aus (30*) folgt:

$$m = -0.4 \pm 0.15.$$

Aus (34*) folgt:

$$L_0 = 196 \pm 34 \text{ Å}.$$

Aus (37*) folgt:

$$L_{max} = 105 \pm 15 \text{ Å}.$$

Aus (35*) folgt:

$$MH(L) = L^{0.6 \pm 0.15} \cdot e^{-(L/L_0)^2}.$$

Die P-Aufnahme ergibt folgendes (Fig. 20):

Da $q(x)$ infolge ungenügender Auflösung nicht bis zum Maximum verfolgt werden kann, sind die aus ihr abzulesenden Parameter ungenau. Doch ist eine nähere Diskussion unter Berücksichtigung der Fehlergrößen trotzdem möglich:

$$A_2/A_1 = 9 \pm 4; \quad x_{max} = 0.0094 \cdot (0.3 \pm 0.1) = 0.0028 \pm 0.001.$$

Aus Fig. 4*:

$$n = 1.6 \pm 0.4.$$

Aus (29*):

$$m = -2.4 \pm 0.4.$$

Aus (33*):

$$a_0 = 820 \pm 300 \text{ Å}.$$

Aus (36*):

a_{max} existiert nicht.

Aus (35*):

$$MH(a) = a^{-0.4 \pm 0.4} \cdot e^{-(a/a_0)^2}.$$

Obwohl $MH(a)$ wenig genau bestimmbar ist, lassen sich doch eine Reihe Folgerungen aus den errechneten Massenverteilungsfunktionen ziehen. Stellen wir sie nämlich gemäß (39*) als Aggregationsdiagramm in anschaulicher Weise durch Niveaulinien dar! Nehmen wir z. B. für den Wert des Exponenten von a die Zahl -0.5 an, die ungefähr in der Mitte des Lösungsbereiches liegt, ergibt sich Fig. 21. Setzen wir den Wert des Exponenten $= 0$,

¹⁾ R. Hosemann, l. c. Die dort wiedergegebenen Gleichungen und Figuren werden hier mit einem Stern versehen angeführt.

so erhalten wir eine gerade noch mit der Fehlerrechnung verträgliche, aber unwahrscheinliche Lösung, die in Fig. 22 dargestellt ist.

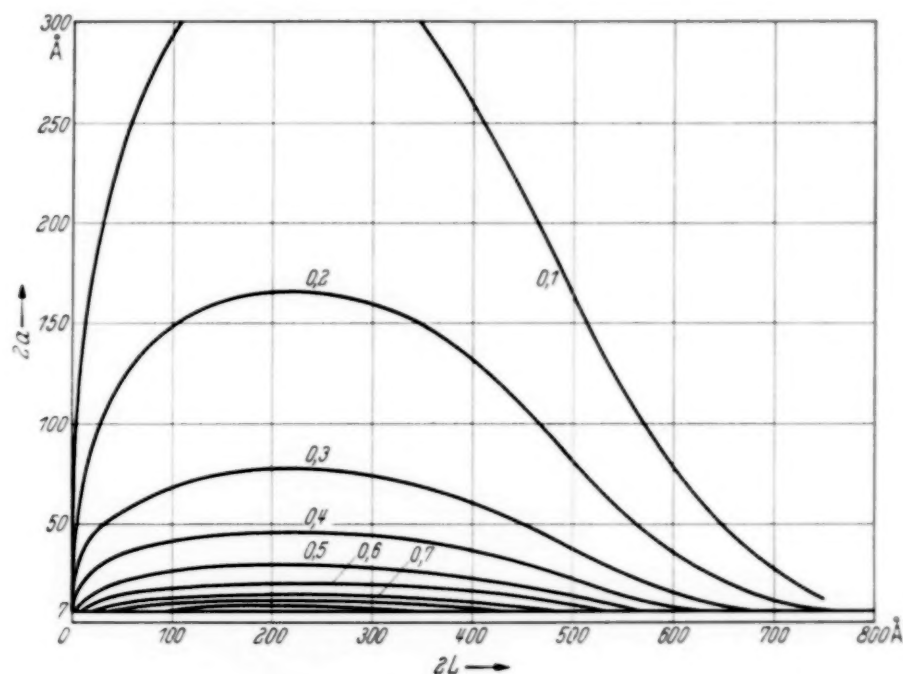


Fig. 21. Aggregationsdiagramm der faserigen Triacetylzellulose II, hergestellt nach dem Kaliumacetatverfahren von Hess-Trogus. Durch die Niveaulinien wird die Massenhäufigkeit einer Micelle der Länge $2L$ und der Dicke $2a$ dargestellt. Man sieht, daß die sehr dünnen und etwa 200 \AA langen Micellen bei weitem überwiegen. Dabei ist 7 \AA als die geringste, eben noch mögliche Dicke entsprechend dem Durchmesser eines Glucoserings angenommen.

Trotz des großen Unterschiedes des Exponenten zeigen aber beide in den Fig. 21 und 22 dargestellten Lösungen dennoch sehr ähnliche Züge: Während MH bei festgehaltenem a stets in der Nähe von $L = 100 \text{ \AA}$ ein Maximum durchläuft, steigt es bei festgehaltenem L mit abnehmendem a monoton an, ohne irgendwie durch ein Maximum zu kommen. Nur ist die Art dieser Steigung in den beiden Fig. 21 und 22 verschieden. Denn dort wird der Anstieg erst bei sehr kleinem a merklich, während er hier schon bei Werten von $a = 300 \text{ \AA}$ bedeutend ist. Drücken wir die Verhältnisse

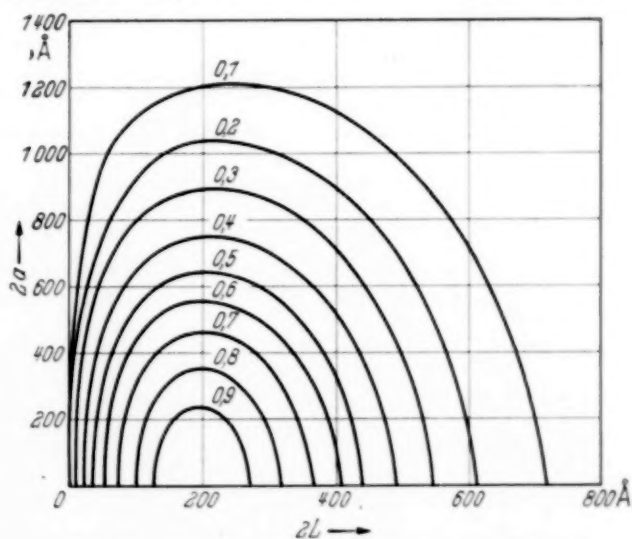


Fig. 22. Aggregationsdiagramm der Triacetylzellulose II, das gerade noch mit der Fehlerrechnung verträglich ist und darum als unwahrscheinlich zu bezeichnen ist. Die Micellen kommen in viel beträchtlicheren Dicken als in Fig. 21 vor. Doch überwiegen immer noch die sehr dünnen.

durch die Halbgewichtsdicke a_2 aus, das ist die Dicke, die eine Trennung aller Micellen in zwei Klassen durchführt, derart, daß alle Micellen mit $2a < a_2$ zusammengenommen ebensoviel wiegen wie alle Micellen mit $2a > a_2$. Setzen wir für die mögliche Minstdicke 7 \AA (den Durchmesser eines Glucoserestes), so ergibt sich:

$$20 \text{ \AA} < a_2 < 400 \text{ \AA}.$$

Zwischen diesen beiden Werten muß die wahre Halbgewichtsdicke a_2 liegen. Wir können unsere Ergebnisse folgendermaßen zusammenfassen: Die Micellen in der faserigen Triacetylzellulose haben eine Länge, die durch eine Massenverteilungskurve $MH(L)$ quantitativ gefaßt werden kann

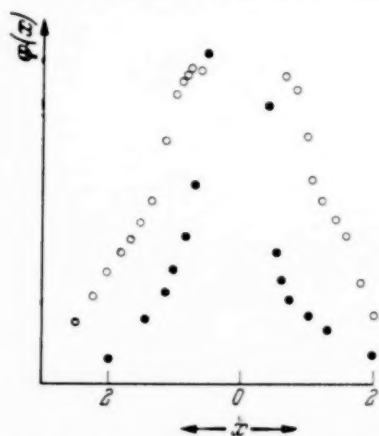


Fig. 23. $q(x)$ -Kurven für Ramie A.
 ○ ○ ○ P-Aufnahme.
 ● ● ● S-Aufnahme.

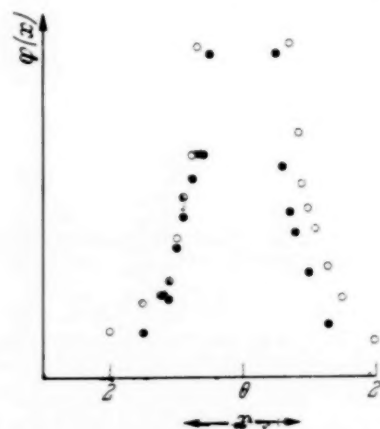


Fig. 24. $q(x)$ -Kurven für Ramie I.
 ○ ○ ○ P-Aufnahme.
 ● ● ● S-Aufnahme.

und ein ausgeprägtes Maximum bei 100 \AA zeigt, was einer Partikellänge von 200 \AA entspricht¹⁾, und die steil gegen kleine Längen abfällt, während Micellen mit größeren Längen als 400 \AA noch in merklicher Zahl vorkommen. Einen ganz anderen Charakter zeigt die Häufigkeit der Dicken. Denn dort sind die dünnsten Micellen zugleich gewichtsmäßig am zahlreichsten vertreten. In welchem Maße MH mit größer werdendem a abnimmt, ist noch nicht genau zu sagen. Doch können die Grenzen angegeben werden, innerhalb derer das geschehen muß. Erst Aufnahmen mit noch größerem Auflösungsvermögen werden uns genaue Auskunft geben können!

2. *Ramie A* (s. Fig. 23). Für die *P*-Aufnahme dürfte ähnliches wie für die der Triacetylzellulose gelten. Dahingegen zeigt die *S*-Aufnahme einen immer steileren Anstieg gegen den Primärstrahl hin, ist also zur Zeit noch vollkommen unauswertbar. Für die Dicken der Micellen müssen ähnliche Verhältnisse wie bei der Triacetylzellulose walten, während die Längenausdehnung eine starke Anhäufung bei sehr großen Längen $2L > 3000 \text{ \AA}$ zeigen dürfte.

¹⁾ Denn L ist laut (18*) die große Achse der rotationsellipsoidförmigen Partikel, während $2L$ ihre Länge ist.

Fig. 25:
S-Aufnahme
 $c = 92 \text{ mm}$;
 $t = 6 \text{ h}$.

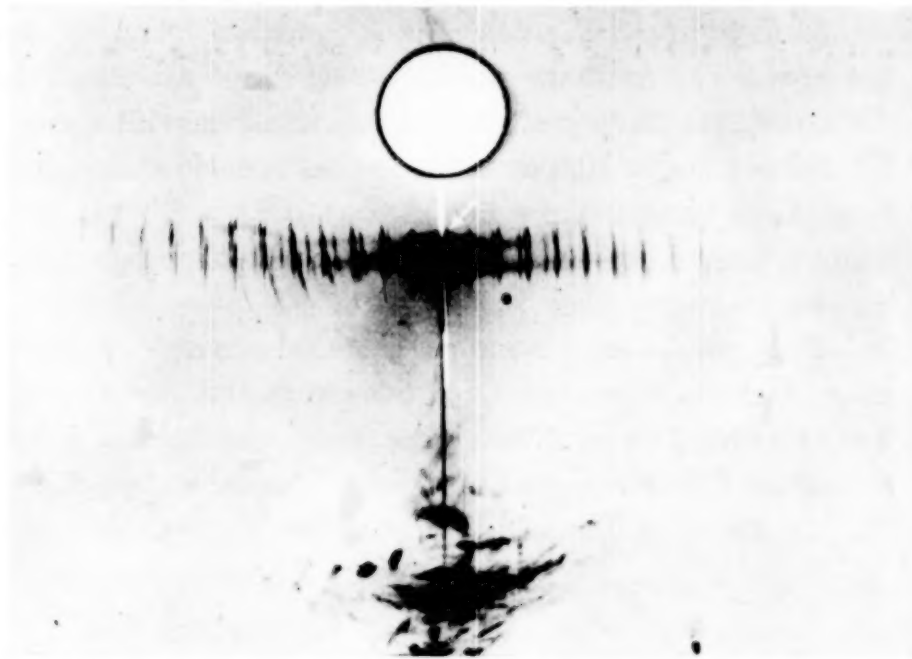


Fig. 26:
P-Aufnahme
 $c = 92 \text{ mm}$;
 $t = 10 \text{ h}$.

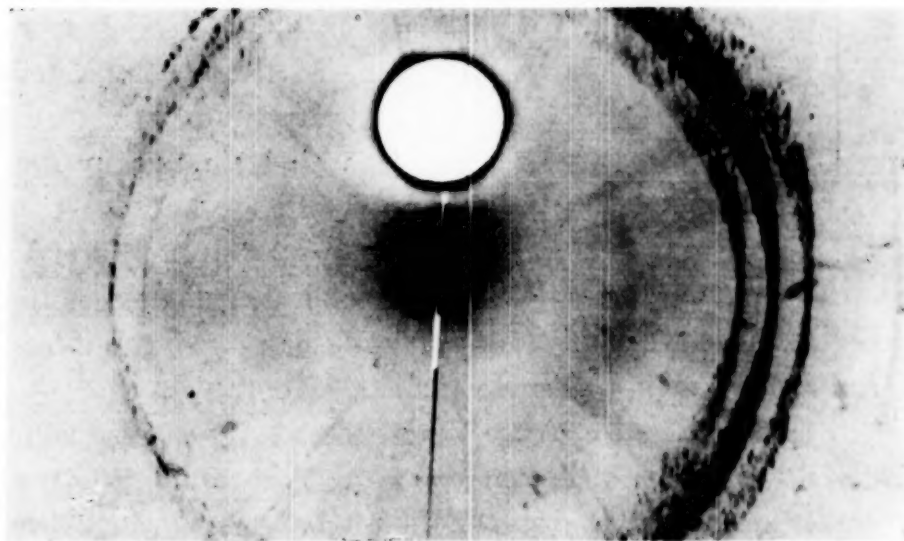


Fig. 27:
A-Aufnahme
 $c = 92 \text{ mm}$;
 $t = 40 \text{ h}$.

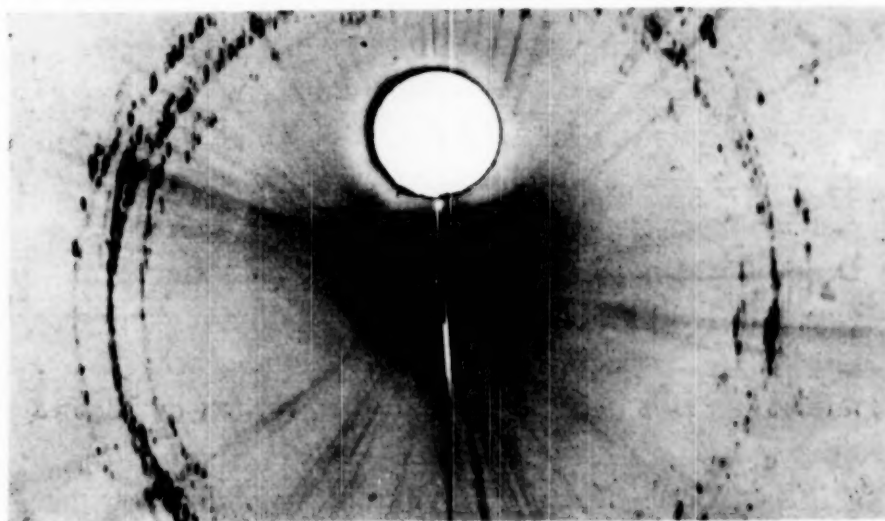


Fig. 25 bis 27. Fächeraufnahmen von Hentriakontan mit gefilterter Cu-Strahlung an einer Feinstrukturrohre. Auffallend ist bei allen Aufnahmen die diffuse Schwärzung in der Nähe des Auffängers, die durch die Luftstreuung verursacht ist. Der Zentralfleck selbst tritt nur dann auf, wenn die „großen Netzebenenabstände“ in reflexionsfähiger Lage sind.

3. *Ramie I* (s. Fig. 24). Die *P*-Aufnahme gleicht der der *Ramie A*. Leider war das Auflösungsvermögen bei dieser Aufnahme durch schlechte Justierung um 30 % geringer. Die *S*-Aufnahme läßt immer noch auf das Überwiegen langer Micellen schließen, doch dürften die Längen nicht mehr so groß wie bei der *Ramie A* sein. Dies steht in Übereinstimmung mit den heute geltenden Ansichten, wonach beim Reinigungsprozeß Verkrackungsvorgänge unvermeidlich sind.

4. *Hentriakontan*. Es wurden zunächst vergleichende Aufnahmen in einer Fächerkammer mit Cu-K-Strahlung und Nickelfilter gemacht, und zwar eine *S*-, *P*- und *A*-Aufnahme, indem ein dickeres Schüppchen in verschiedener Orientierung in das Fächerstrahlenbündel gehängt wurde (siehe Fig. 25 bis 27). Eine Leeraufnahme zeigt, abgesehen von den weiter

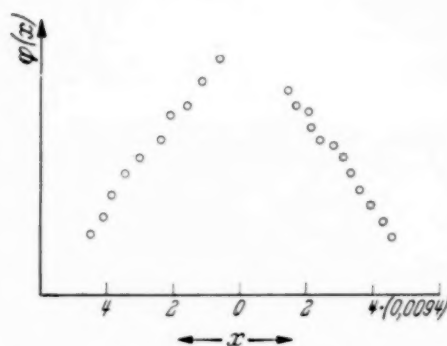


Fig. 28. $q(x)$ -Kurve der *S*-Aufnahme von Hentriakontan $C_{31}H_{64}$.

außen liegenden (*hkl*)-Reflexen, dasselbe Erscheinungsbild wie die *P*- und *A*-Aufnahme in der Nähe des Auffängers. Es ist also bewiesen, daß die direkt am Auffänger festzustellenden kleinen Schwärzungspunkte (in der Reproduktion sind sie nur in Fig. 26 erkennbar, während sie auf den Originalaufnahmen stets zu sehen sind) von den Blenden herühren (Dreckeffekt), und die verhältnismäßig starke, langsam abfallende Schwärzung zu beiden Seiten des Auffängers durch die Streuung an Luft verursacht ist.

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei der *S*-Aufnahme (die Normale des Schüppchens steht senkrecht zur Fächerebene!). Denn dort sind die großen „Netzebenenabstände“ begleitet von einem intensiven „Zentralfleck“, der nur an den Stellen auftritt, wo weiter außen gleichzeitig die von den 42,9 Å herrührenden Reflexe zu bemerken sind.

Es ist damit also bewiesen, daß beim Paraffin der Zentralfleck die gleiche Textur wie die Kristallite selbst hat und nur dann auftritt, wenn die großen Netzebenenabstände in reflexionsfähiger Lage sind. Eine Photometrierung dieser mit Cu-Strahlung gemachten Aufnahmen ist nicht möglich. Denn einmal ist die Konstruktion der Schwärzung am „Fußpunkt“ nicht durchführbar [s. Gleichung (19)], da dorthin die an den großen Netzebenen reflektierte Bremsstrahlung gleichzeitig abgelenkt ist. Zum anderen aber fälscht die Bremsstrahlung auch den Verlauf der Schwärzung im Zentralfleck selbst.

Zur Untersuchung im Mikrofächergoniometer genügt es nun, eine *S*-Aufnahme zu machen, da die Auflösung für die *P*- und *A*-Aufnahme

sicher noch nicht ausreicht. Die aus ihr gewonnene q -Kurve ist in Fig. 28 wiedergegeben. Das Auflösungsvermögen ist geringer als bei den anderen Aufnahmen, da der Abstand Film-Präparat kleiner als 7,1 cm war. Man kann aber mit Bestimmtheit sagen, daß

$$A_2/A_1 > 9, \text{ d. h. } 1 < n < 1,5,$$

woraus

$$-1 < m < -0,5 \text{ und } x_{\max} < 0,0094 \cdot 0,6 = 0,00565$$

folgt. Daraus ergibt sich

$$L_0 > 450 \text{ \AA} \text{ und } L_{\max} > 230 \text{ \AA},$$

sowie

$$MH(L) = L^{m+1} \cdot e^{-(L/L_0)^2},$$

d. h.: $MH(L)$ hat innerhalb des gesamten noch möglichen Lösungsbereiches stets den gleichen charakteristischen Verlauf, ein ausgeprägtes Maximum bei $L = L_{\max}$ aufzuweisen, das gegen kleiner werdende L rasch gegen 0 geht, während es für größer werdende nur langsam abfällt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden: Die Paraffinkristallite müssen Scheibchengestalt haben, derart, daß ihre Höhe in Richtung der Ketten bei mehreren 100 Å liegt, während ihre Durchmesser bedeutend größer sein dürften, ja sogar die Dimension des makroskopisch wahrnehmbaren Schüppchens annehmen könnten, so daß dann ein solcher scheibchenförmiger Mosaikkristall einem im Mikroskop gerade noch wahrnehmbaren Splitter eines Paraffinschüppchens entspricht.

5. *Grenzextrinacetat* (siehe Fig. 29). Da dieses Präparat infolge seines pulverförmigen

Habitus nicht orientierbar ist, stößt die Aufstellung seines Aggregationsdiagramms auf große Schwierigkeiten. Es besteht nämlich, wie an anderer Stelle angedeutet¹⁾, kaum die Hoffnung, an unorientierten Präparaten mit verschiedener Teilchengröße die Form der Micellen bestimmen zu können. Wir wollen versuchsweise annehmen, die Teilchen hätten kugelförmige Gestalt. Die Resultate würden dann für Stäbchen bzw. Scheibchen nicht allzu großer Exzentrizität fast die gleichen bleiben¹⁾.

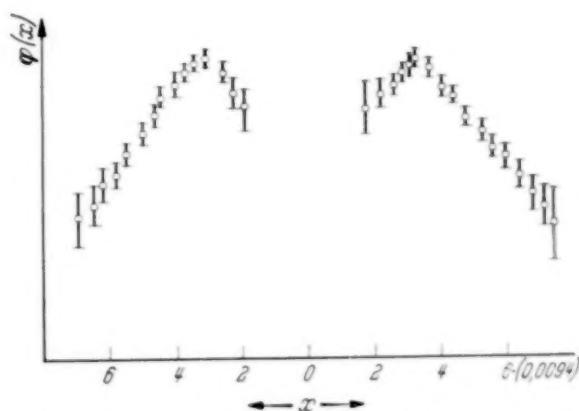


Fig. 29. $q(x)$ -Kurve für das unorientierte ultrakristalline Grenzextrinacetat 2.

¹⁾ R. Hosemann, l. c., S. 143.

Die Annahme kugelförmiger Teilchen scheint nach unseren bisherigen Erfahrungen gerechtfertigt, da die Partikellänge mit niedrigerem Polymerisationsgrad gleichfalls abnimmt und größenordnungsmäßig der Länge der Makromoleküle entspricht. Damit kommen wir in Dimensionen von 100 Å, die mit der an den übrigen Fasern gewonnenen Partikeldicke übereinstimmt. Wir erhalten aus (19*), (20*) oder (21*), wenn wir $v = 1$ setzen:

$$J(x) = \int_0^{\infty} a^5 H_2(a) e^{-ba^2 x^2} da = \int_0^{\infty} a^n e^{-ba^2 \left(x^2 + \frac{1}{a_0^2}\right)} da,$$

indem $n = m + 5$ zu setzen ist. Ferner ist dann entsprechend (35*)

$$MH(a) = a^3 \cdot H(a) = a^{m+3} \cdot e^{-(a/a_0)^2}.$$

Wir finden aus der in Fig. 29 dargestellten q -Kurve:

$$A_2/A_1 = 2,2 \pm 0,2; \quad x_{max} = 0,0094 (3,3 \pm 0,3) = 0,031 \pm 0,003$$

und aus Fig. 4*:

$$n = 4,1 \pm 0,4, \text{ d. h.: } m = -0,9 \pm 0,4.$$

Aus (33*) bzw. (34*) erhalten wir:

$$a_0 = 36 \pm 4 \text{ Å},$$

während

$$a_{max} = \sqrt{\frac{n-2}{n-1}} \cdot \frac{1,28}{x_{max}} = 34 \pm 2 \text{ Å}.$$

Die Massenhäufigkeitsverteilung läßt sich beschreiben durch:

$$MH(a) = a^{2,1 \pm 0,4} \cdot e^{-(a/a_0)^2}.$$

In Fig. 2* ist eine Kurve für einen Wert des Exponenten von $+2$ dargestellt. Sie dürfte also die Verhältnisse unter den obengemachten Voraussetzungen ziemlich genau wiedergeben.

Zusammenfassend läßt sich folgendes sagen: Die Massenhäufigkeitsverteilung im Grenzdextrinacetat hat unter der Voraussetzung, die Micellen seien ungefähr ebenso lang wie dick, ein Maximum in der Nähe von 32 Å, entsprechend einem Teilchendurchmesser von 64 Å, und sinkt auf beiden Seiten ziemlich gleichmäßig ab, und zwar so, daß Teilchen mit 10 Å bzw. 150 Å Durchmesser kaum mehr anzutreffen sind. Das Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit den Viskositätsmessungen, wenn der Teilchendurchmesser ungefähr der Kettenlänge entspricht. Auffallend ist, daß in diesem ungeheuer stark abgebauten Faserpräparat sehr dünne Micellen kaum mehr vorhanden zu sein scheinen, so daß das Aggregationsdiagramm direkt einen Hinweis darauf gibt, daß dieses Präparat die für eine Faser typischen Eigenheiten verloren hat!

*VI. Kurzer historischer Überblick und Schlußfolgerungen
aus den Experimenten auf das Zellulosemodell.*

Die Ansichten über den submikroskopischen, ultrakristallinen Feinbau eines Faserstoffes haben sich in den letzten Jahren weitgehend auf einer gemeinsamen Basis getroffen. Die „Theorie der kleinsten Bausteine“, gestützt auf eine falsch verstandene Auslegung allgemeiner kristallographischer Begriffe, ist heute widerlegt. Denn das Ausrechnen einer Elementarzelle, der „Pseudozelle“, aus den Röntgendiagrammen besagt gar nicht, daß ein Molekül nun auch in dieser Zelle Platz haben müßte. Beispielsweise lagern sich in einer Faser sehr lange Fadenmoleküle in gittermäßiger Ordnung in dem von Staudinger geprägten Aggregationszustand eines „Makromolgitters“ zusammen, wobei der regelmäßige Gitteraufbau durch einzelne Hauptvalenzkettenenden an einigen Stellen gestört wird. Trotzdem ist der durch Nebervalenzkräfte (Assoziationskräfte) hervorgerufene kristallmäßige Aufbau noch regelmäßig genug, um Reflexe hervorzurufen, wie sie an Salzgittern und gewöhnlichen Molekülgittern bekannt sind. Vorsichtigerweise nennt man aber diese kristallähnlichen Bereiche „Micellen“¹⁾, denn die Reflexe haben, so sorgsam man auch das Präparat orientierte, immer ein besonderes Aussehen, wie es von regelrechten Kristallen nie hervorgerufen werden kann.

Es ist das große Verdienst Staudingers, diese schon in den klassischen Arbeiten Fischers vertretene Hauptvalenzkettentheorie durch Zusammentragen eines großen Beweismaterials auf chemisch-präparativem Wege immer wieder erhärtet und neueren, aus anderen Beobachtungen gewonnenen Ansichten anderer Forscher entgegengehalten zu haben. So hat Sauter in richtiger Weise aus dem Aussehen eines Zellulosefaser-Diagramms in Anlehnung an die Staudingerschen Vorstellungen auf das Vorhandensein außerordentlich dünner Micellen neben den dicken Micellen geschlossen und darauf seine „Ultrafibrillärstruktur“ aufgebaut (vgl. S. 165).

Im übrigen aber hat die Strukturforschung mit Röntgenstrahlen nicht den gewünschten Erfolg gebracht. So waren z. B. alle Versuche, die „Raumgruppe“ eines Zellulosekristallits zu bestimmen, nicht von Erfolg begleitet. Denn die ersten im Jahre 1926 erschienenen Veröffentlichungen von Sponsler und Dore²⁾ sind heute noch nicht entkräftigt worden, obwohl von verschiedenster Seite der Versuch dazu unternommen wurde³⁾.

¹⁾ A. Frey-Wyssling, Die Micellartheorie Nägelis. Ostwalds Klassiker, Leipzig 1928. — ²⁾ O. L. Sponsler u. W. H. Dore, 4. Colloid Symposium Monograph. 1926, S. 174. — ³⁾ Vgl. z. B. die zusammenfassende Darstellung bei H. Kiessig, ZS. f. phys. Chem. **43**, 79, 1939.

Das hat eben seinen Grund in der besonderen Art des strukturellen Aufbaues eines hochmolekularen Stoffes.

Es wäre nun gefehlt, der Röntgenmethode im allgemeinen ihre Eignung für die weitere Erforschung dieses wichtigen Gebietes abzusprechen, wie das von verschiedener Seite heute mehr oder weniger deutlich ausgesprochen wird. Sie muß sich nur auf einen neuen, dem Faserproblem angemessenen Standpunkt stellen, ähnlich wie es im Jahre 1926 durch die Arbeiten Debyes für die Erforschung des Zustandes einer Flüssigkeit geschah¹⁾. Die rechnerische Erfassung eines hochmolekularen Stoffes ist an anderer Stelle durchgeführt worden²⁾, wobei als wesentliches Resultat das Aggregationsdiagramm erhalten wurde, das die Häufigkeit angibt, mit der ein dichter aggregierter Bereich gewisser Länge und Dicke in dem untersuchten Präparat vorkommt.

Für ideale Kristalle ist eine Berechnung der Kristallitgröße aus der Breite der Reflexe durch die Arbeiten von Laue³⁾ ermöglicht worden, doch gelang es dort nicht, die Form der Intensitätsverteilung in einem Kristallreflex *direkt* aus der Kristallform zu berechnen. Da ferner die Absorptionsverhältnisse, die Blendenform und der Lorenz-Faktor zu berücksichtigen sind, ist es verständlich, wenn man sich mit der Angabe *einer* mittleren Kristallitgröße begnügt, zumal diese bei den meisten Metallen und Salzen eine ausreichende Charakterisierung des dispersen Zustandes zu sein scheint. Wenn die Lauesche Rechnung aber auf die Berechnung der Micellgrößen in einer Faser angewandt wurde⁴⁾, so ist es allein aus diesem Grunde schon fraglich, ob ein solches Unterfangen sinnvoll ist. Schwerwiegend ist aber auch das Bedenken, ob diese Rechnung überhaupt noch für Micellen gültig ist, da diese höchstwahrscheinlich kein regelmäßiges kristallartiges Bauprinzip haben (Makromolgitter).

Stellen wir nun alle heute bestehenden Zellulosemodelle einander gegenüber und versuchen wir zu entscheiden, wie weit sie mit dem für die Triacetylzellulose II aufgestellten Aggregationsdiagramm in Übereinstimmung zu bringen sind. Die Gesichtspunkte, aus denen heraus sie entwickelt wurden, bezeichnen wir der Einfachheit halber mit G_1, G_2, \dots . Die eben beschriebene Methode der Bestimmung der „Kristallitgröße“ nach der Rechnung von Laue führte bei der Zellulosefaser zu Kristalliten von 30 bis 60 Å Dicke und einer über 1000 Å liegenden Länge (G_1).

¹⁾ P. Debye u. H. Menke, *Ergebn. d. techn. Röntgenkde.*, Bd. II, 1.
— ²⁾ R. Hosemann, 1. Veröffentlichung. — ³⁾ M. v. Laue, *ZS. f. Krist.* **64**, 115, 1926. — ⁴⁾ J. Hengstenberg u. H. Mark, *ZS. f. Krist.* **69**, 271, 1928.

Andererseits gelang es Staudinger¹⁾, eine Aussage über die Länge der die Faser aufbauenden Zelluloseketten zu machen, die den durch G_1 gewonnenen Wert der Kristallitlänge um ein Vielfaches übertraf. Durch Zusammentragen eines großen Tatsachenmaterials konnte er nämlich auf breiter Basis die Gültigkeit des „Staudingerschen Gesetzes der spezifischen Viskosität“ für Linearkolloide beweisen (G_2), wodurch eine einfache Methode zur Bestimmung der Kettenlängen entwickelt wurde.

Des weiteren ergaben Modellversuche an β -Polyoxymethylen (das bekanntlich dem Zellulosemolekül in seinen Eigenschaften sehr ähnelt), daß dessen Kristallite an ihren Stirnflächen, die senkrecht zur Kettenachse stehen, die Neigung zeigen, in lauter Fransen aufzusplittern²⁾ (G_3). Ebenso führt das Aussehen des mit monochromatischer Strahlung aufgenommenen Zellosediagramms zur Annahme „hochorientierter ultrakristalliner Faseranteile“³⁾. Und schließlich zwingen Betrachtungen der Zerreißfestigkeit, Quellbarkeit, Biege- und Knickfestigkeit des Reaktionsmechanismus und der optischen Eigenschaften mehr oder weniger dazu, „fransenreiche Bereiche“ als wichtiges Bauelement einer Faser anzunehmen (G_3). Alles in allem wird durch diesen dritten Gesichtspunkt die von Staudinger schon längst vertretene Ansicht bestärkt, daß das wesentliche Bauprinzip einer Faser sehr lange „Hauptvalenzketten“, also fadenförmige „Makromoleküle“ sein müssen, die in den kristallisierten Bereichen dicht gedrängt in kristallähnlicher Ordnung, durch „Nebervalenzen“ gebunden, aneinanderliegen müssen, während in den „fransenreichen“, „ultrakristallinen“, „ultrafibrillären“ Gebieten diese Kristallbereiche nur noch aus wenigen Hauptvalenzketten bestehen, im Grenzfall sogar nur noch einzelne „Hauptvalenzketten“ sind.

Je nachdem, wie weit man nun diesen einzelnen Gesichtspunkten, die sich mehr oder weniger zu widersprechen scheinen, Vertrauen schenkte, hatte man sich ein Bild über das „Zellulosemodell“ zu machen: Die zuerst von Meyer-Mark entwickelte Theorie⁴⁾ kannte G_2 und G_3 noch nicht. Sie wird heute in modifizierter Form von Hess vertreten⁵⁾. Das später an Hand eigener ergänzender Beobachtungen von Frey entwickelte Zellulosemodell⁶⁾ trug G_3 nur wenig Rechnung. Die „Fransentheorie“⁷⁾ ebenso

1) Vgl. z. B. H. Staudinger, Koll.-ZS. **82**, 129, 1938. — 2) H. Staudinger, M. Staudinger u. E. Sauter, ZS. f. phys. Chem. **37**, 403, 1937. — 3) E. Sauter, ZS. f. phys. Chem. **35**, 117, 1937. — 4) K. H. Meyer, Koll.-ZS. **53**, 13, 1930. — 5) K. Hess u. J. Trogus, Ergebn. techn. Röntgenkde. **4**, 31, 1931. — 6) A. Frey-Wyssling, Protoplasma XXV, 261, 1936. — 7) O. Gerngross, K. Herrmann u. W. Abitz, ZS. f. phys. Chem. **10**, 371, 1930.

wie die Theorie der „nicht-individuellen Micellen“¹⁾ tragen allen drei Gesichtspunkten Rechnung, während die von Sauter²⁾ vertretene „Fibrillärstruktur“ sich mit G_1 nicht befreunden will, da sie die Voraussetzungen nicht für gegeben hält.

Die drei zuletzt genannten Modellvorschläge stimmen miteinander in den wesentlichsten Zügen überein. In was sie sich hauptsächlich unterscheiden, ist die Art, wie die fransenreichen Bereiche mit den kristallisierten abwechseln sollen. Keinerlei Aussagen können sie hingegen darüber machen, ob es zwischen dem hochdispersen und kristallähnlichen Zustand einen kontinuierlichen Übergang verschieden großer Kristallite bzw. Micellen gibt, und in welcher Form sich dieser Übergang vollzieht.

Stellen wir nun fest, welche dieser sechs Theorien mit dem Aggregationsdiagramm der Triacetylzellulose II übereinstimmt. Sicherlich tut das *nicht* das alte Meyer-Marksche Modell, sowie das Hesssche Schema. Die Vorstellungen von Frey-Wyssling vertragen sich mit unserem Diagramm ebenfalls nicht, da in ihnen dem zahlreichen Auftreten außerordentlich dünner Kristallite nicht genügend Rechnung getragen wird. Nur die als unwahrscheinlich bezeichnete Fig. 22 wäre ein dem Freyschen Modell etwa entsprechendes Diagramm.

Dahingegen kann mit unseren Befunden die Fransentheorie von Gerngroß-Herrmann-Abitz und die Theorie der nicht-individuellen Micellen von Kratky-Mark ohne weiteres in Einklang gebracht werden. Schließlich ist noch zu bemerken, daß die Betrachtungen Sauters³⁾, die Kristallitlänge könne nie kürzer als die Kettenlänge sein, durch dieses Diagramm in bündiger Weise widerlegt sind, so daß die (entsprechend abgeänderte) ultrakristalline Fibrillärstruktur ebenso wie die beiden zuletzt genannten Theorien schließlich Ausdruck des gleichen Zustandes der Materieverteilung in einer Faser ist.

Zur Veranschaulichung der Verhältnisse ist die schematische Darstellung eines solchen Fasermodells in Fig. 30 wiedergegeben, obwohl ausdrücklich darauf hingewiesen sei, daß das Aggregationsdiagramm der Fig. 21 eine hypothesenfreiere Beschreibung der bis jetzt bekannten Verhältnisse bedeutet. Man erkennt deutlich, daß in gewissen Bereichen die Hauptvalenzketten in gittermäßiger Ordnung zusammenliegen und Anlaß zu den „Kristallreflexen“ geben. Einige solche Bereiche sind mit einer punktierten Linie umzogen, die mehr oder weniger Ellipsengestalt hat. Trotzdem haben diese „Micellen“ noch mancherlei Fehlstellen, indem einmal die Enden

¹⁾ O. Kratky u. H. Mark, ZS. f. phys. Chem. **36**, 129, 1937. —

²⁾ E. Sauter, l. c. — ³⁾ E. Sauter, ZS. f. phys. Chem. **35**, 121, 1937.

von Hauptvalenzketten den sonst regelmäßigen inneren Aufbau unterbrechen (das Staudingersche „Makromolgitter“), oder indem sich die Hauptvalenzketten langsam voneinander zu spalten beginnen, da benachbarte Micellen störende Zerrkräfte ausüben (Netzstruktur).

Groß ist die Zahl der sehr dünnen Micellen. Alleinstehende Hauptvalenzketten kommen ganz besonders zahlreich vor. Diese „fransenreichen“,

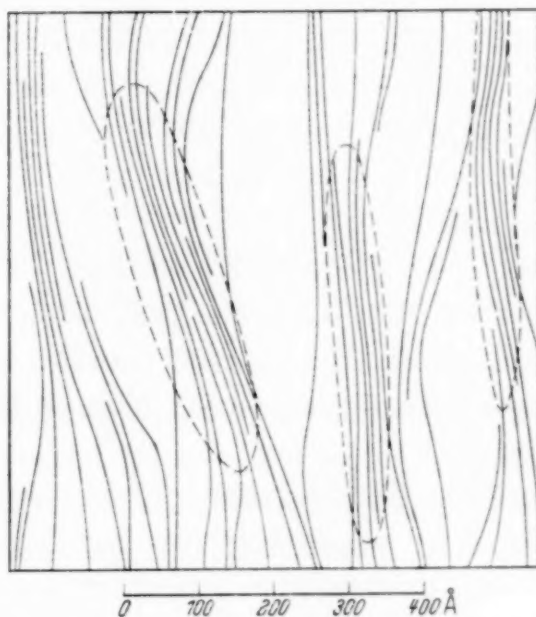


Fig. 30. Ein Fasermodeil, das mit dem an der Triacetylzellulose II aufgestellten Aggregationsdiagramm übereinstimmt. Die mit einer punktierten Linie umrandeten Bereiche sind „Makromolgitter“, das sind Gitter von Fadenmolekülen, die mancherlei Fehlstellen aufweisen. Sie werden im allgemeinen „Micellen“ genannt. Man erkennt, daß der Übergang zwischen Micellen und einzelnen Hauptvalenzfäden fließend ist derart, daß Micellen, die nur aus einer Hauptvalenzkette bestehen, besonders häufig vorkommen. Diese bilden in ihrer Gesamtheit die „fransenreichen“, „ultrafibrillären“ Gebiete; dahingegen haben die Micellen stets eine gewisse Länge. Sehr kurze kommen gar nicht vor. Für die Triacetylzellulose ist es bewiesen, daß die Hauptvalenzketten durchschnittlich mehr als zehnmal so lang wie die Micellen sind. Ein Maßstab in Ångström gibt ein ungefähres Bild von den Größenverhältnissen.

„ultrafibrillären“ Bereiche sind für alle physikalisch-chemischen Eigenschaften einer Faser besonders verantwortlich zu machen. Sehr kurze Micellen kommen gar nicht vor und schließlich sieht man noch, daß die Länge der Hauptvalenzketten die der Micellen übertrifft.

Die Häufigkeit für gewisse Dicken und Längen ist aber nur schlecht aus solch einem Modell abzulesen. Und da gerade sie eine experimentell bestimmbare Eigenschaft einer Faser ist, sollte man in Zukunft lieber bemüht sein, durch ein Aggregationsdiagramm ähnlich der Fig. 21 die Eigenschaften einer Faser zu beschreiben.

VII. Zusammenfassung.

1. Zur Untersuchung der Streuung im Zentralfleck wird eine hierfür besonders geeignete Röntgenapparatur mit Streukammer beschrieben, die mit durch ein feines Spaltsystem „fächerförmig“ ausgeblendeter, bei 4,5 kV angeregter Bremsstrahlung arbeitet; diese wirkt unter geeigneten Versuchsbedingungen wie eine monochromatische Strahlenquelle der Wellenlänge $\lambda = 3,6 \text{ \AA}$. Es wird gezeigt, wie sich die Methode durch Vervollkommen des Aufbaues des Blendensystems weiterentwickeln läßt.

2. Es werden mit dieser Mikrofächerkammer eine Anzahl Zellulosefasern und ein monodisperses Paraffin, das Hentriakontan $C_{31}H_{64}$, aufgenommen und nach dem in einer anderen Arbeit ¹⁾ angegebenen Verfahren quantitativ ausgewertet.

3. Die Kristallite im Paraffin ergeben sehr flache Scheiben von durchschnittlich mehr als 400 \AA Höhe und einer ganz beträchtlichen Breite, die wahrscheinlich makroskopische Dimensionen erreicht. Ein Kristallit käme demnach einem Splitterhäutchen eines mikroskopisch erkennbaren Blättchens gleich.

4. Alle untersuchten Zellulosefasern liefern ähnliche Diagramme, wenn die Faserrichtung in der Fächerebene liegt. Ein quer zur Faserrichtung gelegter ultramikroskopischer Schnitt muß also bei allen bisher untersuchten Präparaten sehr ähnliche Verhältnisse aufzeigen. Die nähere Diskussion zeigt, daß die dünnen Partikel gewichtsmäßig weitaus am häufigsten sind. Welche Dicken noch in merklicher Menge vorkommen, kann aber noch nicht mit Bestimmtheit gesagt werden. Doch liegt diese Grenze sicher unter 400 \AA .

5. Dahingegen hat die Massenverteilungsfunktion der Micellängen in den untersuchten Fasern einen ganz anderen Charakter, indem sie ein ausgesprochenes Maximum hat, das gegen kleine Werte der Micellängen rasch abfällt. Es zeigen sich bei den einzelnen Aufnahmen große Unterschiede in der Lage dieses Maximums. Während die untersuchten Ramiefasern Micellen mit durchschnittlich mehr als 3000 \AA enthalten müssen, zeigt die Triacetylzellulose II trotz eines hohen Polymerisationsgrades, der auf eine Hauptvalenzkettenlänge von 3500 \AA schließen läßt, ein ausgesprochenes Maximum bei 200 \AA Partikellänge.

6. Die Untersuchung am niedermolekularen, „grobkristallinen“ Grenz-dextrinacetat 2 führt unter der plausiblen Annahme, daß die Micellen größenordnungsmäßig ebenso lang wie dick sind, zu dem Schluß, daß solche

¹⁾ R. Hosemann, l. c.

mit 60 Å Durchmesser besonders häufig vorkommen müssen. Da die Kettenlänge selbst bei 100 Å liegt, besteht hier also ein Zusammenhang zwischen Polymerisationsgrad und Micellenlänge. Das Fehlen sehr dünner Micellen ist ein direkter Hinweis darauf, daß diesem Präparat die Haupteigenschaften einer Faser fehlen.

7. Schließlich werden an Hand des von der Triacetylzellulose II erhaltenen Aggregationsdiagramms alle heute bestehenden Fasermodele auf ihre Richtigkeit geprüft. Aus diesem Diagramm läßt sich schließen, daß die von Kratky-Mark entwickelte Theorie der „nicht-individuellen Micellen“ den hier herrschenden Verhältnissen ebenso gerecht wird, wie die „Fransentheorie“ von Gerngross-Herrmann-Abitz und die (allerdings etwas zu berichtigende) „Ultrafibrillärstruktur“ von Sauter. Alle anderen zur Zeit noch diskutierten „Zellulosemodelle“ stehen im Gegensatz zu dem für die Triacetylzellulose II aufgestellten Aggregationsdiagramm.

Herrn Prof. Dr. R. Glocker möchte ich an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit. Herrn Dr. H. Richter und Herrn Dr. G. Kemmnitz gilt mein Dank für oftmalige Überwachung der Apparatur.

Beitrag zur Optik dünnster Metallfilme.

Von **D. Haeman** in Cernăuți.

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 27. Juli 1939.)

Zur Bestimmung der optischen Konstanten dünnster Metallschichten aus Intensitätsmessungen für nicht senkrechten Einfall der Strahlung (30°) wird eine strenge Gleichung sowie eine für dünnste Schichten gültige Näherungsgleichung abgeleitet. Für senkrechten Einfall gehen dieselben in die Murmannschen und Wolterschen Formeln über. Die Anwendbarkeit der Näherungsgleichung wird sorgfältig geprüft.

Die Bestimmung der optischen Konstanten aus Durchlässigkeits- und Reflexionsmessungen an dünnsten, auf eine durchsichtige Unterlage aufgetragenen Metallschichten erfordert im allgemeinen die Durchführung langwieriger mathematischer Operationen. Erstens sind die aus der Maxwellschen Theorie abgeleiteten allgemeinen Formeln sehr kompliziert, zweitens lassen sich aus ihnen die unbekannten Größen n und k aus den bekannten, gemessenen Größen (Reflexions- und Durchlässigkeitskoeffizient, Schichtdicke, Einfallswinkel und Wellenlänge der einfallenden Strahlung) nicht direkt berechnen.

H. Murmann ¹⁾ hat die allgemeinen Formeln für den Fall senkrechter Inzidenz der einfallenden Strahlung spezialisiert und daraus, nach einem graphischen Verfahren, die optischen Konstanten dünner Silberschichten bestimmt. Später hat Wolter ²⁾ aus den komplizierten, aber streng gültigen Murmannschen Formeln eine Reihe von einfachen Näherungsformeln abgeleitet, welche für dünnste Metallschichten (bis etwa 10 m μ Dicke) sehr gut anwendbar sind. Die neuesten, von Goos ³⁾, Murmann ⁴⁾ und Rouard ⁵⁾ an dünnsten Gold- und Silberschichten ausgeführten Messungen benutzen unter anderen auch das Murmannsche Verfahren sowie die Wolterschen Formeln zur Berechnung der optischen Konstanten.

Kürzlich hat der Verfasser ⁶⁾ die Durchlässigkeits- und Reflexionskoeffizienten dünnster Kaliumschichten auf einer durchsichtigen Quarzglasunterlage, in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der einfallenden Wellenlänge gemessen. Aus technischen Rücksichten konnte nicht mit senkrechter Inzidenz der einfallenden Strahlung gearbeitet werden; vielmehr fällt die Strahlung (s. Fig. 1) unter einem Winkel φ_0 von etwa 45° auf die Quarzglasplatte (Medium ①), durchdringt dieselbe unter einem Brechungs-

¹⁾ H. Murmann, ZS. f. Phys. **80**, 161, 1933. — ²⁾ H. Wolter, ebenda **105**, 269, 1937. — ³⁾ F. Goos, ebenda **100**, 95, 1936; ebenda **106**, 606, 1937. — ⁴⁾ H. Murmann, ebenda **101**, 643, 1936. — ⁵⁾ P. Rouard, Annales de Physique (11), **7**, 291, 1937. — ⁶⁾ D. Haeman, C. R. t. **208**, 1982, 1939.

winkel von etwa 30° und fällt unter demselben Winkel φ_1 auf die Metallschicht (Medium ②). Der nicht reflektierte und nicht absorbierte Teil der Strahlung passiert die Metallschicht unter dem Winkel φ_2 und dringt unter dem Winkel φ_3 ins Medium ③ (Vakuum).

Unter diesen Umständen ist es unmöglich, die für senkrechten Einfall gültigen Formeln anzuwenden, ohne einen beträchtlichen systematischen Fehler in das Resultat einzuführen, da schon der Unterschied im Reflexionsvermögen der Quarzunterlage zwischen normaler und 30° -Inzidenz etwa 25 % ausmacht.

Im folgenden werden einige den Murmannschen und Wolterschen ähnliche Gleichungen abgeleitet¹⁾, welche für die Bestimmung der optischen Konstanten dünner Metallschichten unter folgenden Anfangsbedingungen (s. Fig. 1) gelten:

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_1, & \cos \varphi_1 &= 0,866, \\ n_2 &= n - ik, \quad \varphi_1 = 30^\circ, & \cos \varphi_2 &= \sqrt{1 - \frac{1}{4} \frac{n_1^2}{n_2^2}} = 1 - \frac{1}{8} \frac{n_1^2}{n_2^2}, \\ n_3 &= n_3 = 1, & \cos \varphi_3 &= \sqrt{1 - \frac{1}{4} \frac{n_1^2}{n_3^2}} = 0,684. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Man sieht, daß wir für $\cos \varphi_2$ eine Näherung (die wir Näherung 1 nennen wollen) eingeführt haben, welche die weiteren Rechnungen ungemein erleichtert. Die folgende Tabelle 1 zeigt, in welchen Grenzen diese Näherung gilt. Für n_1 wurde der größte Wert ($n_1 = 1,503$ bei 2480 \AA) eingesetzt, während für n und k willkürliche Werte genommen werden.

Tabelle 1. Anwendbarkeit der Näherung 1.

n	k	$n^2 + k^2$	$1 - \frac{1}{8} \frac{n_1^2}{n_2^2}$	$\sqrt{1 - \frac{1}{4} \frac{n_1^2}{n_2^2}}$	Fehler
0,5	1	1,25	0,771	0,742	3,76 %
1	0,5				
1	1	2,00	0,859	0,848	1,28 %
0,5	2				
2	0,5	4,25	0,934	0,932	0,21 %
1	2				
2	1	5,00	0,944	0,943	0,10 %
1	2				
2	2	8,00	0,9648	0,9644	0,04 %

¹⁾ Wir behalten, soweit möglich, die gleichen Bezeichnungen wie in der eingangs zitierten Arbeit von H. Wolter, auf die wir uns noch öfters beziehen werden.

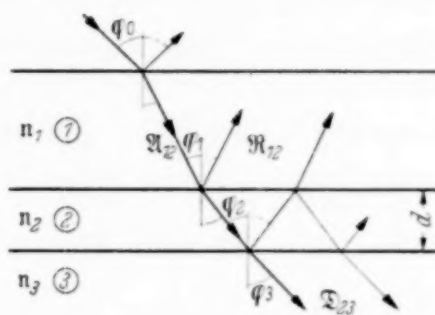


Fig. 1. Gang der Strahlung durch eine Quarzplatte ① mit darauffolgender dünner Metallschicht ② bei schiefem Einfall.

Aus der Tabelle 1 ist ersichtlich, daß die Größe des Fehlers bei Anwendung der Näherung 1 von der Größe $\frac{1}{n^2 + k^2}$ abhängt; es genügt also auch, wenn nur eine der beiden Konstanten n oder k nicht zu klein ist — und dies ist bei dünnen Metallschichten stets der Fall — damit der Fehler verschwindend klein wird. Wenn wir noch in Betracht ziehen, daß in den weiter unten folgenden Gleichungen (2) der Faktor $c_2 = \cos \varphi_2$ stets im Nenner und im Zähler einer Fraktion gleichzeitig vorkommt (für c_2^2 wird selbstverständlich stets der genaue Wert $1 - \frac{1}{4} \frac{n_1^2}{n_2^2}$ eingesetzt), so werden die Fehler im Resultat praktisch gleich Null und wir können die mit Näherung 1 abgeleiteten Formeln für nicht zu kleine n, k -Werte als streng gültig annehmen.

Wir gehen nun von den allgemeinen Amplitudengleichungen [siehe H. Wolter, Gleichung (14), S. 275] aus, in welche wir die Anfangsbedingungen (1) einsetzen:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{R}_{12s} &= \frac{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_1 c_1 - n_3 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_1 n_3 c_1 c_3 - n_2^2 c_2^2)}{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_1 c_1 + n_3 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_1 n_3 c_1 c_3 + n_2^2 c_2^2)}, \\ \mathfrak{A}_{12s} &= \frac{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_3 c_1 - n_1 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_2^2 c_1 c_3 - n_1 n_3 c_2^2)}{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_3 c_1 + n_1 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_2^2 c_1 c_3 + n_1 n_3 c_2^2)}, \\ \mathfrak{D}_{23s} &= \frac{4 n_1 c_1 n_2 c_2 e^{-iv} \operatorname{tg}^2 \varphi_2}{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_1 c_1 + n_3 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_1 n_3 c_1 c_3 + n_2^2 c_2^2)}, \\ \mathfrak{A}_{12p} &= \frac{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_3 c_1 - n_1 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_2^2 c_1 c_3 - n_1 n_3 c_2^2)}{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_3 c_1 + n_1 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_2^2 c_1 c_3 + n_1 n_3 c_2^2)}, \\ \mathfrak{D}_{23p} &= \frac{4 n_1 c_1 n_2 c_2 e^{-iv} \operatorname{tg}^2 \varphi_2}{(e^{iv} + e^{-iv}) n_2 c_2 (n_3 c_1 + n_1 c_3) + (e^{iv} - e^{-iv}) (n_2^2 c_1 c_3 + n_1 n_3 c_2^2)}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Es bedeutet:

$$c_1 = \cos \varphi_1, \quad c_2 = \cos \varphi_2, \quad c_3 = \cos \varphi_3, \quad v = \frac{2\pi d}{\lambda} n_2 c_2.$$

Wir berechnen nun aus den Gleichungen (2) die reflektierte Intensität J_r (Reflexionskoeffizient) sowie die durchgelassene Intensität J_d (Durchlässigkeitskoeffizient), und zwar gesondert für beide Komponenten s und p ; für unpolarisierte einfallende Strahlung wird dann in bekannter Weise das Mittel aus den jeweiligen s - und p -Komponenten genommen. Es gilt also:

$$\left. \begin{aligned} J_r &= \frac{1}{2} (J_{rs} + J_{rp}), \quad J_{rs} = \left(\frac{\mathfrak{R}_{12s}}{\mathfrak{A}_{12s}} \right)^2, \quad J_{rp} = \left(\frac{\mathfrak{R}_{12p}}{\mathfrak{A}_{12p}} \right)^2, \\ J_d &= \frac{1}{2} (J_{ds} + J_{dp}), \quad J_{ds} = \frac{n_3 c_3}{n_1 c_1} \left(\frac{\mathfrak{D}_{23s}}{\mathfrak{A}_{12s}} \right)^2, \quad J_{dp} = \frac{n_3 c_3}{n_1 c_1} \left(\frac{\mathfrak{D}_{23p}}{\mathfrak{A}_{12p}} \right)^2. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Die dritte, von der Seite des Mediums ③ (s. Fig. 1) reflektierte Intensität J'_r interessiert hier nicht, da sie der Messung nicht zugänglich ist.

Wenn wir nun die Gleichungen (2) in Ausdrücke der Form $x + yi$ verwandeln, ihre Norm bilden und zu den Intensitäten übergehen, erhalten wir folgende, mit Näherung 1 streng gültige Gleichungen für J_r und J_d :

$$\left. \begin{aligned} J_{rs} &= \frac{e^{k'\gamma} (A^2 m + M_1 + 2A x_1) + e^{-k'\gamma} (A^2 m + M_1 - 2A x_1) + 2 \cos n' \gamma (A^2 m - M_1) + 2 R_1 \sin n' \gamma}{e^{k'\gamma} (B^2 m + M_2 - 2B x_2) + e^{-k'\gamma} (B^2 m + M_2 + 2B x_2) + 2 \cos n' \gamma (B^2 m - M_2) + 2 R_2 \sin n' \gamma} \\ J_{ds} &= \frac{16 C m \cdot e^{-k'\gamma \frac{\epsilon_1}{m}}}{e^{k'\gamma} (B^2 m + M_2 - 2B x_2) + e^{-k'\gamma} (B^2 m + M_2 + 2B x_2) + 2 \cos n' \gamma (B^2 m - M_2) + 2 R_2 \sin n' \gamma} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} J_{rp} &= \frac{e^{k'\gamma} (D^2 m + N_1 - 2D x_3) + e^{-k'\gamma} (D^2 m + N_1 + 2D x_3) + 2 \cos n' \gamma (D^2 m - N_1) + 2 S_1 \sin n' \gamma}{e^{k'\gamma} (E^2 m + N_2 - 2E x_4) + e^{-k'\gamma} (E^2 m + N_2 + 2E x_4) + 2 \cos n' \gamma (E^2 m - N_2) + 2 S_2 \sin n' \gamma} \\ J_{dp} &= \frac{16 C m \cdot e^{-k'\gamma \frac{\epsilon_1}{m}}}{e^{k'\gamma} (E^2 m + N_2 - 2E x_4) + e^{-k'\gamma} (E^2 m + N_2 + 2E x_4) + 2 \cos n' \gamma (E^2 m - N_2) + 2 S_2 \sin n' \gamma} \end{aligned} \right\} \quad (4')$$

Es bedeutet:

$$\begin{aligned} A &= n_1 c_1 - n_3 c_3, & M_1 &= C^2 + (n^2 + k^2)^2 (1 - \epsilon_3) - 2C (n^2 - k^2 - \epsilon_1), \\ B &= n_1 c_1 + n_3 c_3, & M_2 &= C^2 + (n^2 + k^2)^2 (1 - \epsilon_3) + 2C (n^2 - k^2 - \epsilon_1), \\ C &= n_1 n_3 c_1 c_3, & N_1 &= n_1^2 n_3^2 (1 - \epsilon_3) + (n^2 + k^2)^2 c_1^2 c_3^2 - 2C (n^2 - k^2 - \epsilon_4), \\ D &= n_3 c_1 - n_1 c_3, & N_2 &= n_1^2 n_3^2 (1 - \epsilon_3) + (n^2 + k^2)^2 c_1^2 c_3^2 + 2C (n^2 - k^2 - \epsilon_4), \\ E &= n_3 c_1 + n_1 c_3, & x_1 &= n [n^2 + k^2 - \epsilon_9 - C (1 - \epsilon_2)], \\ \gamma &= \frac{4\pi d}{\lambda}, & x_2 &= n [n^2 + k^2 - \epsilon_9 + C (1 - \epsilon_2)], \\ k' &= -k (1 + \epsilon_2), & x_3 &= n [c_1 c_3 (n^2 + k^2 - \epsilon_{10}) - n_1 n_3 (1 - \epsilon_{11})], \\ n' &= n (1 - \epsilon_2), & x_4 &= n [c_1 c_3 (n^2 + k^2 - \epsilon_{10}) + n_1 n_3 (1 - \epsilon_{11})], \\ m &= n^2 + k^2 - \epsilon_8, & R_1 &= -2Ak [n^2 + k^2 - \epsilon_5 + C (1 + \epsilon_2)], \\ & & R_2 &= 2Bk [n^2 + k^2 - \epsilon_5 - C (1 + \epsilon_2)], \\ & & S_1 &= 2Dk [c_1 c_3 (n^2 + k^2 - \epsilon_6) + n_1 n_3 (1 - \epsilon_7)], \\ & & S_2 &= 2Ek [c_1 c_3 (n^2 + k^2 - \epsilon_6) - n_1 n_3 (1 - \epsilon_7)]. \end{aligned}$$

Die hier vorkommenden Größen ε_{1-11} haben folgende Werte:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= \frac{n_1^2}{4}, \quad \varepsilon_2 = \frac{n_1^2}{8} \frac{1}{n^2 + k^2}, \quad \varepsilon_3 = \frac{n_1^2}{2} \frac{n^2 - k^2}{(n^2 + k^2)^2} - \frac{n_1^4}{16} \frac{1}{(n^2 + k^2)^2}, \\ \varepsilon_4 &= \frac{n_1^2}{4} \frac{(n^2 - k^2)^2 - 4 n^2 k^2}{(n^2 + k^2)^2}, \quad \varepsilon_5 = \frac{n_1^2}{8} \frac{n^2 - 3 k^2}{n^2 + k^2} - \frac{n_1^4}{32} \frac{1}{n^2 + k^2}, \\ \varepsilon_6 &= \frac{n_1^2}{8} \frac{3 n^2 - k^2}{n^2 + k^2}, \quad \varepsilon_7 = \varepsilon_2 + \frac{n_1^2}{4} \frac{3 n^2 - k^2}{(n^2 + k^2)^2} - \frac{n_1^4}{32} \frac{1}{(n^2 + k^2)^2}, \\ \varepsilon_8 &= \frac{n_1^2}{4} \frac{n^2 - k^2}{n^2 + k^2} - \frac{n_1^4}{64} \frac{1}{n^2 + k^2}, \quad \varepsilon_9 = \frac{n_1^2}{8} \frac{3 n^2 - k^2}{n^2 + k^2} - \frac{n_1^4}{32} \frac{1}{n^2 + k^2}, \\ \varepsilon_{10} &= \frac{n_1^2}{8} \frac{n^2 - 3 k^2}{n^2 + k^2}, \quad \varepsilon_{11} = \varepsilon_2 + \frac{n_1^2}{4} \frac{n^2 - 3 k^2}{(n^2 + k^2)^2} - \frac{n_1^4}{32} \frac{1}{(n^2 + k^2)^2}.\end{aligned}$$

Für senkrechten Einfall werden c_1 und c_3 gleich Eins; infolgedessen werden alle mit ε_1 bis ε_{11} bezeichneten Größen gleich Null und die Gleichungen (4) und (4') werden untereinander gleich und mit den Murmannschen Gleichungen [s. H. Wolter, Gleichung (15a) und (15b), S. 276] identisch.

Es handelt sich nun darum, eine einfache Näherungsformel zu finden, welche für dünne Schichten genügend fehlerfreie Resultate liefern soll. Man kann dies auf verschiedene Weise. Wenn man z. B. die transzendenten Funktionen in den Gleichungen (4) und (4') in Reihen entwickelt und die in γ quadratischen und höheren Glieder vernachlässigt, erhält man folgende sehr einfache Näherung:

$$\left. \begin{aligned} J_{rs} &= \frac{A(A - 2\gamma n k)}{B(B + 2\gamma n k)}, \\ J_{ds} &= \frac{4C(1 + \gamma \varepsilon_{12})}{B(B + 2\gamma n k)}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} J_{rp} &= \frac{D[D + 2\gamma n k(c_1 c_3 - \varepsilon_{13})]}{E[E + 2\gamma n k(c_1 c_3 + \varepsilon_{13})]}, \\ J_{dp} &= \frac{4C(1 + \gamma \varepsilon_{12})}{E[E + 2\gamma n k(c_1 c_3 + \varepsilon_{13})]}. \end{aligned} \right\} \quad (5')$$

Es bedeuten:

$$\varepsilon_{12} = \frac{n_1^2}{4} \frac{k}{n^2 + k^2}, \quad \varepsilon_{13} = \frac{n_1^2}{4} \frac{n_1 \cdot n_3}{(n^2 + k^2)^2}.$$

Die Näherungen (5), (5') entsprechen den Gleichungen (18) aus der Wolter'schen Arbeit, in welche sie auch für senkrechten Einfall übergehen (es werden dann: $c_1 = c_3 = 1$; $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{13} = 0$). Sie sind sehr einfach, aber viel zu

grob. Deswegen gehen wir den zweiten Weg und nehmen, genau wie bei S. 283 der Wolterschen Arbeit, die Näherungsrechnung schon an den Amplitudengleichungen (2) vor. Wir erhalten dann folgende Näherungen, welche für senkrechten Einfall in die Gleichung (19) auf S. 284 übergehen:

$$\left. \begin{aligned} J_{rs} &= \frac{(A - \gamma n k)^2 + \frac{\gamma^2}{4} (n^2 - k^2 - \varepsilon_1 - C)^2}{(B + \gamma n k)^2 + \frac{\gamma^2}{4} (n^2 - k^2 - \varepsilon_1 + C)^2}, \\ J_{ds} &= \frac{4C(1 + \gamma \varepsilon_{12})}{(B + \gamma n k)^2 + \frac{\gamma^2}{4} (n^2 - k^2 - \varepsilon_1 + C)^2} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} J_{rp} &= \frac{(D + \gamma n k c_1 c_3)^2 + \frac{\gamma^2}{4} [(n^2 - k^2 - \varepsilon_1) c_1 c_3 - n_1 n_3]^2}{(E + \gamma n k c_1 c_3)^2 + \frac{\gamma^2}{4} [(n^2 - k^2 - \varepsilon_1) c_1 c_3 + n_1 n_3]^2}, \\ J_{dp} &= \frac{4C(1 + \gamma \varepsilon_{12})}{(E + \gamma n k c_1 c_3)^2 + \frac{\gamma^2}{4} [(n^2 - k^2 - \varepsilon_1) c_1 c_3 + n_1 n_3]^2} \end{aligned} \right\} \quad (6')$$

In den Gleichungen (6') haben wir die Größe $\pm \varepsilon_{13}$ neben $c_1 c_3$ im Faktor $\gamma n k (c_1 c_3 \pm \varepsilon_{13})$ vernachlässigt.

Wir wollen bei diesen Näherungen bleiben und ihre Anwendbarkeit prüfen, indem wir sie mit den strengen Gleichungen (4), (4') vergleichen. Und zwar wollen wir uns nicht, wie Wolter, auf die optischen Konstanten des Silbers beziehen, sondern die Nachprüfung etwas allgemeiner ausführen, indem wir (für $\lambda = 5461 \text{ \AA}$; $n_1 = 1,46$; $n_3 = 1$) die entsprechenden J_r - und J_d -Werte für folgende Schichtdicken und folgende n, k -Wertepaare nach Gleichungen (4), (4') und (6), (6') berechnen und untereinander vergleichen:

$$d = 1 \mu, 2 \mu, 4 \mu, 8 \mu \text{ und } 16 \mu \left\{ \begin{array}{ll} n = 2 & k = 0,5, \\ n = 2 & k = 1, \\ n = 1 & k = 2, \\ n = 2 & k = 2. \end{array} \right.$$

Aus den Tabellen ist ersichtlich, daß die Näherungsformeln (6), (6') für den Durchlässigkeitskoeffizienten J_d im allgemeinen gute Werte liefern. Für den Reflexionskoeffizienten J_r sind die Werte stets zu klein; die Fehler sind größer und von der Schichtdicke sowie der Differenz $n - k$ abhängig.

Die Ergebnisse sind in den folgenden Tabellen 2 bis 5 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Anwendbarkeit der Näherungsformeln (6), (6') für: $n = 2; k = 0,5$.

d mμ	J_r in ‰			J_d in ‰		
	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰
1	4,21	4,19	0,5	93,62	93,15	5,0
2	3,75	3,27	15	92,05	91,85	2,2
4	3,12	3,05	2,3	89,02	88,40	0,7
8	2,37	2,18	8,7	83,05	81,20	2,3
16	2,45	2,16	14	72,95	67,65	7,8

Tabelle 3.

Anwendbarkeit der Näherungsformeln (6), (6') für: $n = 2; k = 1$.

d mμ	J_r in ‰			J_d in ‰		
	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰
1	3,37	3,74	10	91,70	92,00	0,3
2	3,18	2,95	7,8	88,50	88,75	0,3
4	2,60	1,98	32	82,50	82,90	0,5
8	1,61	0,90	79	72,35	72,30	0,1
16	2,63	1,76	51	57,05	55,80	2,3

Tabelle 4.

Anwendbarkeit der Näherungsformeln (6), (6') für: $n = 1; k = 2$.

d mμ	J_r in ‰			J_d in ‰		
	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰
1	4,41	3,78	14	92,70	92,30	0,4
2	4,15	3,25	28	90,40	89,40	1,1
4	4,56	2,70	68	85,82	83,70	2,5
8	6,83	3,47	96	76,70	74,35	3,1
16	14,92	9,88	51	59,95	60,00	0,1

Tabelle 5.

Anwendbarkeit der Näherungsformeln (6), (6') für: $n = 2; k = 2$.

d mμ	J_r in ‰			J_d in ‰		
	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰	nach (4) (4')	nach (6) (6')	Fehler in ‰
1	4,96	2,95	68	90,75	88,85	2
2	4,86	1,78	} > 100	86,25	82,80	3
4	5,25	0,63		78,25	73,05	7
8	8,35	1,43		64,27	57,95	11
16	18,33	8,08		43,95	39,60	11

Für großes n und kleines k (Tabelle 2) — und dies ist gerade der Fall bei dünnsten Metallschichten — geben die Formeln (6), (6') auch für J_r gute Werte und können also zur Berechnung der optischen Konstanten verwendet werden¹⁾. Schlechte Werte — für dickere Schichten auch für J_d — werden für den Fall $n = k$ (Tabelle 5) erhalten, weil dann in den Formeln (6), (6') der von n und k abhängige Teil neben $\gamma^2/4$ verschwindet, was in Wirklichkeit nicht wahrscheinlich ist. Deswegen haben wir auch nicht die Größen C in Gleichung (6) und $n_1 n_3$ in Gleichung (6') neben $\gamma^2/4$ vernachlässigt, um zu einer Näherung zu gelangen, die den Gleichungen (21), S. 286 bei Wolter entsprechen sollte. Im Gebiet $n \sim k$ werden also die Gleichungen (4), (4') angewendet werden müssen, um gute n, k -Werte aus Intensitätsmessungen zu berechnen.

Der Verfasser möchte auch an dieser Stelle dem Direktor des Instituts für Experimentalphysik, Herrn Prof. G. Atanasiu, für sein förderndes Interesse an der Ausführung der Arbeit danken.

Cernăuți (Rumänien), Institut für Experimentalphysik der Universität.

¹⁾ *Nachtrag während der Korrektur.* Inzwischen haben vergleichende n, k -Berechnungen an den eingangs erwähnten Kaliumschichten die Anwendbarkeit der Gleichungen (6), (6') sowohl für das Gebiet $n > k$ als auch für dickere Schichten, wo $n < k$ ist, ergeben. Im ersten Fall erhält man größere n - und kleinere k -Werte als mit den Gleichungen (4), (4'), im zweiten Fall umgekehrt.

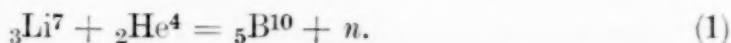
Energieverteilung und Anregungsfunktion der Neutronen aus der Umwandlung des Lithiums durch α -Strahlen.

Von O. Haxel und E. Stuhlinger.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 4. August 1939.)

Es wird die Anregungsfunktion der Neutronenemission des Lithiums unter der Einwirkung von α -Strahlen untersucht. Aus dem Vergleich der Anregungsfunktion der langsamen Neutronen mit der Anregungsfunktion des gesamten Neutronenspektrums kann auf das Energiespektrum der Neutronen geschlossen werden. Die bei der Umwandlung auftretenden Energietönungen werden ermittelt und daraus das Termschema des entstehenden B^{10} -Kerns berechnet. Die Frage der Resonanzniveaus wird diskutiert.

I. Einleitung. Lithium sendet unter dem Beschuß von α -Strahlen Neutronen aus ¹⁾. Diese Neutronen entspringen der Umwandlung:



Das im Lithium zu 8 % enthaltene Isotop Li^6 gibt keinen meßbaren Beitrag zu dieser Neutronenemission. Dies zeigen Versuche von Schnetzler ²⁾ und Eckardt ³⁾, die vergeblich nach einem radioaktiven B^9 -Kern gesucht haben, der bei einer Umwandlung des Li^6 entstehen müßte. Wir müssen daher die beobachtete Neutronenemission dem Isotop Li^7 zuschreiben.

Das Energiespektrum dieser Neutronen wurde bisher noch nicht eingehend untersucht. Eine Kenntnis der Energie der emittierten Neutronen ist aber sehr erwünscht, da aus dem Energiespektrum der Neutronen die Energien der angeregten Zustände des bei der Umwandlung entstehenden B^{10} -Kerns ermittelt werden können. Die Verfasser haben daher versucht, die Energien der Neutronen mit einem im folgenden näher beschriebenen Verfahren zu ermitteln. Ferner wurde die Anregungsfunktion der Neutronenemission, die von Schnetzler ²⁾ bereits bis zu α -Strahlen von 5,3 MeV ausgemessen wurde, bis zu α -Strahlenenergien von 8,8 MeV ausgedehnt.

II. Ermittlung der Energieverteilung der Neutronen. Die Energien der angeregten Zustände eines Kerns können entweder aus dem Energiespektrum der bei der Umwandlung emittierten Teilchen ermittelt werden oder auch aus dem γ -Strahlenspektrum des Kerns. Im vorliegenden Falle des Lithiums führt die Ausmessung des γ -Strahlenspektrums nicht zum Ziel. Schnetzler

¹⁾ W. Bothe u. H. Becker, ZS. f. Phys. **66**, 289, 1930; I. Curie u. F. Joliot, C. R. **196**, 397, 1933; P. Savel, C. R. **198**, 1404, 1934. — ²⁾ K. Schnetzler, ZS. f. Phys. **95**, 302, 1935. — ³⁾ A. Eckardt, Ann. d. Phys. **29**, 497, 1937.

konnte nämlich zeigen, daß die bei der Beschießung von Lithium mit α -Strahlen auftretende γ -Strahlung nicht mit der Neutronenemission zusammenhängt und damit auch nicht von dem Kern B^{10} herrührt. Die von Bothe¹⁾ näher untersuchten γ -Strahlen entstehen bei einem anderen Prozeß, wahrscheinlich bei einer Stoßanregung des Lithiums durch die auftreffenden α -Strahlen. Will man daher das Termschema des B^{10} aus der Umwandlung des Lithiums ermitteln, so ist man auf die Ausmessung des Energiespektrums der Neutronen angewiesen.

Die Neutronenenergien lassen sich aus den Energien der Rückstoßprotonen oder Rückstoßatome mit Hilfe der Wilson-Kammer ermitteln. Da dieses Verfahren im vorliegenden Falle des Lithiums sehr mühsam wäre, wurde ein anderer, im folgenden näher beschriebener Weg beschritten. Zur Ermittlung des Neutronenspektrums wurde die Anregungsfunktion, d. h. die Zahl der emittierten Neutronen in Abhängigkeit von der α -Strahlenenergie, aufgenommen. Dabei wurden aber nicht alle Neutronen registriert, sondern nur die bei der Umwandlung gebildeten langsamen Neutronen. Solche langsamen Neutronen werden immer dann entstehen, wenn die α -Strahlen bei der Umwandlung gerade eine solche Energie haben, daß sie das Neutron nur mit einem geringen Energieüberschuß freimachen können.

Wir wollen uns im folgenden überlegen, wie die Anregungsfunktion dieser langsamen Neutronen aussehen wird, wenn wir eine dicke Lithiumschicht mit α -Strahlen einheitlicher Energie beschießen und die Energie der α -Strahlen Schritt für Schritt erhöhen. Die Neutronenemission setzt ein, sobald die Energie der α -Strahlen 4,7 MeV²⁾ überschreitet. Die dabei emittierten Neutronen haben nur geringe Energien und werden somit registriert. Erhöht man nun die Energie der α -Strahlen, so wird die Gesamtzahl der Neutronen größer werden, da die wirksame Reichweite der α -Strahlen in der Schicht größer geworden ist. Diese Zunahme betrifft aber nur die rascheren Neutronen, die Zahl der langsamen Neutronen ist gleichgeblieben, da ja nur ein enges Reichweitengebiet der α -Strahlen solche langsamen Neutronen auszulösen vermag. Erhöht man nun die α -Strahlenreichweite immer mehr, so wird die Energie bald ausreichen, um einen angeregten B^{10} -Kern zu bilden. Bei der untersten α -Strahlenenergie, bei der dies eben möglich ist, werden die Neutronen den Kern wieder mit geringer Energie verlassen und damit ein plötzliches Ansteigen in der Anregungsfunktion unserer langsamen Neutronen hervorrufen. Bei jeder α -Strahlenenergie,

¹⁾ W. Bothe, ZS. f. Phys. **100**, 273, 1936. — ²⁾ K. Schnetzler, l. c.

bei der eine neue Neutronengruppe ausgelöst werden kann, wird also die Ausbeute an langsamen Neutronen ansteigen. Der Zusammenhang zwischen dieser α -Strahlenenergie E_a und der bei dem Prozeß auftretenden Energietönung Q ergibt sich aus dem Energie- und Impulssatz. Wenn die Energie der Neutronen nach der Umwandlung Null sein soll, ist nach dem Energiesatz:

$$E_a = E_B + Q. \quad (2)$$

Nach dem Impulssatz muß der Impuls des α -Teilchens gleich dem Impuls des Borkerns sein. Daraus ergibt sich:

$$Q = E_a \left(1 - \frac{m_a}{m_B}\right). \quad (3)$$

Die Größen m_a und m_B sind dabei die Massen des α -Teilchens und des Borkerns. Zu jeder α -Strahlenenergie E_a , bei der ein Zuwachs an langsamen

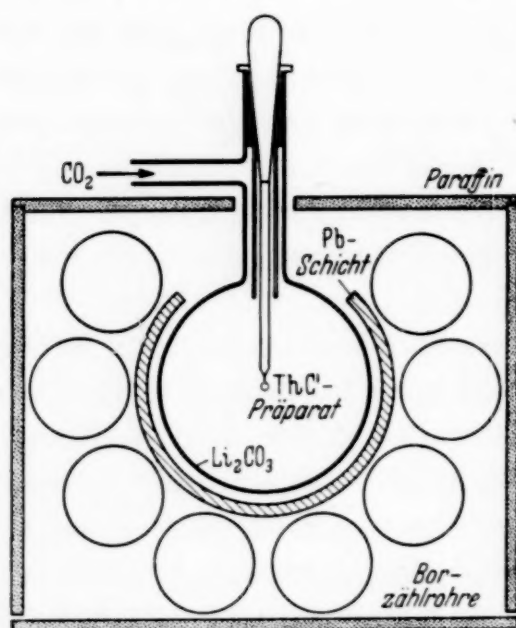


Fig. 1. Versuchsanordnung.

Neutronen eintritt, läßt sich also sofort die zu der betreffenden Umwandlung gehörende Energietönung Q angeben. Aus der α -Strahlenenergie, bei der erstmalig eine Neutronenemission einsetzt, ergibt sich der niedrigste Wert der Energietönung Q_0 . Im Falle des Lithiums ist die Reaktion endotherm, sie kann also nur eintreten, wenn das umwandelnde α -Teilchen eine gewisse Mindestenergie, nämlich gerade die Energie Q_0 , zur Umwandlung beisteuert. Bei dieser Umwandlung wird der gebildete Kern immer im Grundzustand entstehen. Entsteht jedoch ein angeregter Kern,

dann ist der Energieaufwand, d. h. die Energietönung Q_1 , gerade um den Betrag der Anregungsenergie größer. Die Differenz der beiden Energietönungen ist daher gleich der Energie des angeregten Kernzustandes.

III. Versuchsanordnung. Die zweckmäßigste Meßapparatur ist eine von Fünfer¹⁾ angegebene Anordnung, bei der zum Nachweis der Neutronen Zählrohre verwandt werden, deren Innenwand mit Bor ausgekleidet ist. Die hier benutzte Anordnung ist in Fig. 1 abgebildet. Eine Messingkugel von 11,2 cm Durchmesser enthielt auf ihrer Innenseite eine etwa 1,5 mm dicke Schicht Lithiumcarbonat. In der Kugelmitte

¹⁾ E. Fünfer, Ann. d. Phys. **32**, 313, 1938; **35**, 147, 1939.

befand sich ein in Thoriumemanation aktiviertes Nickelkügelchen mit etwa 7 mCurie Anfangsaktivität. Zur Variation der Energie der α -Strahlen konnte die Kugel mit CO_2 von veränderlichem Druck gefüllt werden. Dabei wurde angenommen, daß das Bremsvermögen des CO_2 1,53mal so groß ist wie das der Luft. Das Vorhandensein von Kohlenstoff und Sauerstoff im Lithiumcarbonat und im Kohlendioxyd ist nicht störend, da weder Kohlenstoff noch Sauerstoff unter dem Beschuß von α -Strahlen Neutronenemission zeigen. Zum Nachweis der Neutronen war die Kugel von 11 parallel geschalteten Zählrohren umgeben. Die Zählrohre arbeiteten im Proportionalbereich und waren innen mit Bor ausgekleidet. Solche Zählrohre sprechen auf thermische Neutronen an, die in der Borschicht die Reaktion $\text{B}(n, \alpha)\text{Li}$ hervorrufen. Zum Nachweis dient also gerade die umgekehrte Reaktion wie zur Erzeugung der Neutronen. Die von den α -Strahlen in den Zählrohren ausgelösten Impulse wurden verstärkt und mit einem mechanischen Addierwerk registriert.

Die Borzähler sprechen nur auf thermische Neutronen, also nur auf einen sehr engen Energiebereich an. Um trotz des engen Bereichs eine möglichst hohe Zahl von Neutronen nachweisen zu können, wurde die Apparatur mit einer dünnen Paraffinschicht (1,4 cm) umgeben, die einen Teil der Neutronen auf thermische Geschwindigkeit verlangsamt. Hierdurch wird natürlich eine gewisse Verwaschung der erwarteten Kurve hervorgerufen, da durch die Paraffinschicht hin und wieder auch ein rasches Neutron auf thermische Geschwindigkeit abgebremst wird und damit registriert werden kann. Durch die geringe Dicke der Schicht ist jedoch dafür gesorgt, daß hauptsächlich langsame Neutronen auf thermische Energien reduziert werden. In der dünnen Paraffinschicht erleidet ein Neutron nur einige wenige Streuprozesse, so daß nur solche Neutronen, die schon von Anfang an langsam sind, eine merkliche Aussicht auf völlige Abbremsung haben. Günstig wirkt ferner noch, daß langsame Neutronen in Paraffin eine geringere freie Weglänge haben als rasche Neutronen, daß also langsame Neutronen in der dünnen Paraffinschicht mehr Zusammenstöße erleiden als rasche Neutronen. Durch Vergleichsmessungen mit verschiedenen Paraffindicken wurde sichergestellt, daß bei nur 1,4 cm Dicke der prinzipielle Verlauf der Kurve noch nicht geändert wird.

IV. Versuchsergebnisse. Fig. 2 zeigt das Ergebnis der Messungen an langsamen Neutronen. Als Abszisse ist die Energie der α -Strahlen, als Ordinate die relative Ausbeute an langsamen Neutronen aufgetragen. Der Einsatz der Neutronenemission liegt bei etwa 5 MeV- α -Strahlen; deutliche Zunahmen der Neutronenzahlen sind bei α -Strahlenenergien von $E_1 = 6,30$

$\pm 0,1$ MeV, $E_2 = 7,20 \pm 0,1$ MeV und $E_3 = 8,50 \pm 0,1$ MeV zu erkennen. Der unstetige Anstieg der Ausbeute an langsamen Neutronen ist, wie bereits dargelegt wurde, auf das Vorhandensein mehrerer Neutronengruppen zurückzuführen. Soodt bei stetiger Steigerung der α -Strahlenenergie einer der oben angegebenen Werte überschritten wird, kann eine neue Neutronengruppe ausgelöst werden, wodurch die Ausbeute an langsamen Neutronen erhöht wird. Aus den gefundenen α -Strahlenenergien können nunmehr die zugehörigen Energietönungen nach Gleichung (3) ausgerechnet werden. Aus der Einsatzenergie bei 5 MeV ergibt sich in Übereinstimmung

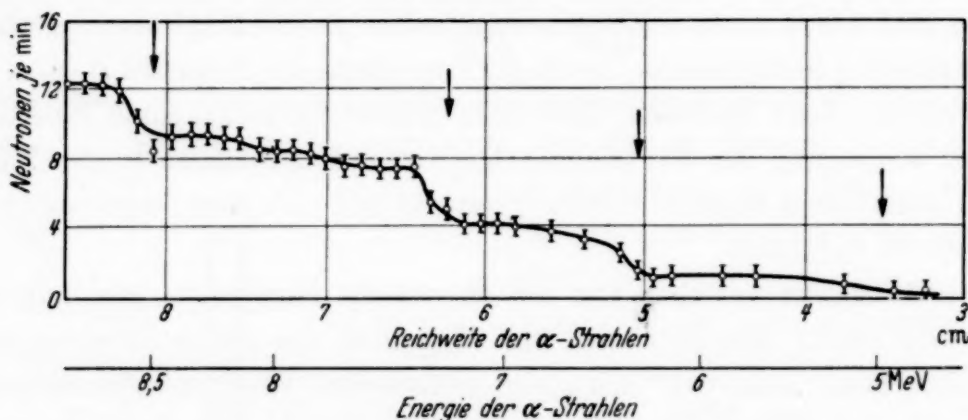


Fig. 2. Anregungsfunktion der langsamen Neutronen.

mit den Resultaten Schnetzlers die Energietönung $Q_0 = 3,00$ MeV, die übrigen Werte sind $Q_1 = 3,77$ MeV, $Q_2 = 4,31$ und $Q_3 = 5,09$. Aus den vier verschiedenen Energietönungen ergeben sich für den entstehenden B^{10} -Kern die folgenden Anregungsenergien: $N_1 = 0,77 \text{ MeV} \pm 0,1$, $N_2 = 1,31 \pm 0,1$ und $N_3 = 2,09 \pm 0,1$ MeV.

Um Vergleichsmöglichkeiten zu haben, wurde auch die Anregungsfunktion des gesamten Neutronenspektrums gemessen. Zu diesem Zwecke wurde die Paraffinschicht auf 10 cm verstärkt. In dieser dicken Schicht werden nunmehr auch die raschen Neutronen so weit verlangsamt, daß sie von den Borzählern erfaßt werden können. Fig. 3 zeigt das Ergebnis dieser Messungen. Die bei den langsamen Neutronen gefundenen Stufen heben sich, wie zu erwarten war, in der Anregungsfunktion der Gesamtstrahlung nicht mehr hervor. Die Stufen in der Anregungsfunktion der langsamen Neutronen können daher nicht von einem plötzlichen Anwachsen der Gesamtausbeute stammen, sondern kommen wirklich von einer Zunahme des Anteils an langsamen Neutronen. Dies zeigt besonders deutlich die gestrichelte Kurve in Fig. 3, die das Verhältnis zwischen der Ausbeute an langsamen Neutronen und der Gesamtstrahlung angibt. Sowie die α -Strahlenenergie einen der aus Fig. 2 entnommenen Werte überschreitet,

steigt der Anteil an langsamen Neutronen im Gesamtspektrum an. Der Unterschied zwischen den beiden Anregungsfunktionen zeigt somit, daß man ohne Paraffin bzw. mit dünnem Paraffin wirklich nur den energiearmen Teil des Spektrums erfaßt und somit berechtigt ist, die oben gemachten Schlüsse über die Energieverteilung der Neutronen zu ziehen.

V. *Diskussion der Ergebnisse.* Da Energiemessungen an den Neutronen der Lithiumumwandlung von anderer Seite nicht vorliegen, können die mit dem hier angegebenen Verfahren gewonnenen Resultate nicht direkt

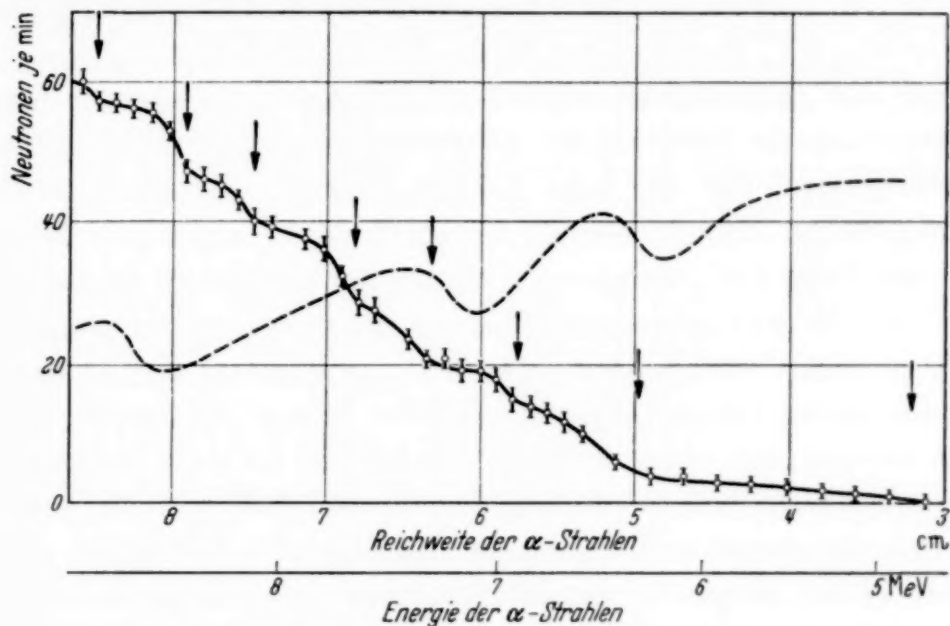


Fig. 3. Anregungsfunktion des gesamten Neutronenspektrums.
Gestrichelte Kurve: Verhältnis der langsamen Neutronen zur Gesamtstrahlung.

mit den auf anderen Wegen gewonnenen Resultaten verglichen werden. Es ist jedoch ein Vergleich möglich mit den Ergebnissen der Umwandlung des Berylliums durch Deuteronen. Bei der Umwandlung $\text{Be}^9(D, n)\text{B}^{10}$ wird derselbe B^{10} -Kern gebildet wie bei der hier untersuchten Umwandlung des Lithiums. Insbesondere wird bei beiden Reaktionen derselbe Zwischenkern B^{11} gebildet, der in beiden Fällen unter Neutronenemission in B^{10} zerfällt. Es ist daher zu erwarten, daß sich aus beiden Reaktionen dieselben Anregungsenergien für den B^{10} -Kern ergeben. Bonner und Brubaker¹⁾ haben das Neutronenspektrum der Berylliumumwandlung mit der Wilson-Kammer untersucht und erhielten aus ihren Messungen für den B^{10} -Kern Energieniveaus bei 0,5, 2,0 und 3,3 MeV. Die beiden ersten dieser Niveaus stimmen innerhalb der Versuchsfehler mit den in dieser Arbeit bei 0,77 und 2,09 MeV gefundenen überein. Das bei der Berylliumumwandlung auftretende

¹⁾ T. W. Bonner u. W. M. Brubaker, Phys. Rev. **50**, 308, 1936.

Niveau bei 3,3 MeV kann bei der Lithiumumwandlung nicht mehr angeregt werden, da die Energie der α -Strahlen hierzu nicht ausreicht.

An der Anregungsfunktion der Gesamtausbeute sind ferner noch die kleinen, in der Fig. 3 durch Pfeile hervorgehobenen Stufen bemerkenswert. Die Abweichungen von einem glatten Verlauf der Kurve sind teilweise erheblich größer als der mittlere statistische Fehler. Auch sind die Stufen bei wiederholten Messungen stets reproduzierbar. Sehr wahrscheinlich handelt es sich dabei um die von Pose¹⁾ erstmalig gefundenen Resonanzeffekte, wie sie auch Fünfer (l. c.) in neuerer Zeit an verschiedenen Elementen nachgewiesen hat. Nach unseren heutigen Vorstellungen ist eine vermehrte Ausbeute und damit ein Ansteigen der Anregungsfunktion immer dann zu erwarten, wenn der Lithiumkern und das α -Teilchen mit solchen Energien zusammenstoßen, daß der beim Zusammenschluß entstehende B^{11} -Kern gerade diejenige Energie besitzt, die einem seiner angeregten Zustände zukommt. Diese Anregungsenergien können aus den Massen der beteiligten Kerne und den hier gefundenen Energien der auslösenden α -Strahlen berechnet werden. Die Energieniveaus liegen zwischen 12 und 14 MeV und haben im oberen Teil der Anregungsfunktion, in dem die Gruppen einigermaßen deutlich sind, einen mittleren Abstand von 0,3 MeV. Es mag interessieren, daß man einen ebenso hoch angeregten B^{11} -Kern erhält, wenn sich thermische Neutronen an B^{10} anlagern. Die Lage und der mittlere Abstand der gefundenen Niveaus ist mit den Erfahrungen an langsamen Neutronen gut vereinbar.

Zusammenfassung. Es wird gezeigt, wie aus der Anregungsfunktion der langsamen Neutronen einer Kernumwandlung die Energieverteilung der emittierten Neutronen ermittelt werden kann. Die Umwandlung $Li^7 (\alpha, n) B^{10}$ wird untersucht. Es werden Energieniveaus des entstehenden B^{10} -Kerns bei 0,77, 1,32 und 2,09 MeV gefunden.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Berlin ausgeführt. Die Mittel zur Durchführung der Untersuchungen wurden Prof. Geiger von der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt.

¹⁾ H. Pose, Phys. ZS. **30**, 780, 1929.

Die Neutronenspektren der Elemente Bor und Beryllium unter dem Beschuß von Alphastrahlen.

Von E. Stuhlinger in Berlin-Charlottenburg.

Mit 8 Abbildungen. (Eingegangen am 4. August 1939.)

Es wird die Anregungsfunktion derjenigen Neutronen aus den Umwandlungen $\text{Be}(\alpha, n)\text{C}$ und $\text{B}(\alpha, n)\text{N}$ aufgenommen, die als langsame Neutronen aus dem Zwischenkern austreten. Aus den Energien der α -Strahlen, die solche langsamen Neutronen entstehen lassen, können Energieniveaus der Kerne C^{12} und N^{14} bestimmt werden. Die Anregungsfunktion der Gesamtneutronenausbeute wird ebenfalls untersucht und zur Festlegung von Resonanzniveaus der Zwischenkerne C^{13} und N^{15} benutzt. Die Resonanzniveaus des N^{15} -Kerns werden mit den von Fünfer auf gleichem Wege gefundenen Resonanzniveaus verglichen.

I. Teil: Bor.

1. *Einleitung.* Die Neutronenemission des Bors bei Beschießen mit α -Strahlen ist den beiden Prozessen



zuzuschreiben. Das natürliche Isotopengemisch des Bors enthält etwa 20 % B^{10} und 80 % B^{11} . Wie Bonner und Mott-Smith¹⁾ zeigen konnten, liefert das B^{10} -Isotop nur einen sehr geringen Beitrag zu der Neutronenausbeute; der überwiegende Teil der Neutronen stammt aus dem Isotop B^{11} .

Die Energieverteilung der Neutronen, die bei der Umwandlung des Bors emittiert werden, zeigt mehrere Gruppen, die auf angeregte Energiezustände des Endkerns N^{14} zurückzuführen sind. Kennt man die Energieverteilung der Neutronen, so kann man daraus die Energieniveaus des N^{14} -Kerns bestimmen. Bonner und Mott-Smith (l. c.) haben versucht, das Energiespektrum der Borneutronen aus der Energieverteilung der Rückstoßkerne zu ermitteln, die von den Neutronen in einer Wilson-Kammer gebildet wurden. Sie fanden eine Menge von Energiegruppen, die aber wegen der geringen Zahl von auswertbaren Spuren sehr schwer festzulegen sind. In der vorliegenden Arbeit wurde das Energiespektrum der Neutronen auf eine andere Methode bestimmt, die einen direkteren Weg benutzt und daher eine größere Sicherheit in der Bestimmung der Energieniveaus bietet.

2. *Ermittlung der Energieniveaus des N^{14} -Kerns.* Der Grundgedanke der Methode wurde in einer früheren Arbeit²⁾ ausführlich geschildert. Er

¹⁾ T. W. Bonner u. L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **46**, 258, 1934. —

²⁾ O. Haxel u. E. Stuhlinger, ZS. f. Phys. **114**, 178, 1939.

geht von der leichten Nachweisbarkeit der langsamen Neutronen im Gegensatz zu schnellen Neutronen aus. Langsame Neutronen treten bei der Umwandlung des Bors immer dann auf, wenn der Endkern N^{14} die gesamte für den Zerfall zur Verfügung stehende Energie als Anregungsenergie zurückbehält. Man wird also langsame Neutronen immer bei den α -Energien finden, die den N^{14} -Kern gerade auf einem bestimmten Anregungsniveau entstehen lassen können. Bei der Umrechnung der betreffenden α -Energien auf die Energiestufen des N^{14} -Kerns ist allerdings die Mitbewegung des Zwischenkerns zu berücksichtigen. Man findet, daß die emittierten Neutronen immer dann im ruhenden Koordinatensystem thermische Energien besitzen, wenn sie vom Zwischenkern mit derselben Geschwindigkeit nach hinten ausgesandt werden, mit der der Zwischenkern nach vorn fliegt. Bei einer mittleren Energie der α -Strahlen von 6 MeV beträgt in diesem Falle die Emissionsgeschwindigkeit der Neutronen aus dem Zwischenkern, bezogen auf den Schwerpunkt des Zwischenkerns, etwa 0,1 MeV.

3. *Versuchsanordnung.* Die Anordnung, mit der die Ausbeute an langsamen Neutronen in Abhängigkeit von der α -Energie gemessen wurde, ist früher (l. c.) eingehend beschrieben worden. Das Bor war in dicker Schicht auf der Innenseite einer Kugel von etwa 11 cm Durchmesser angebracht, in deren Mittelpunkt sich das auf einem Nickelkügelchen niedergeschlagene ThC' -Präparat von etwa 6 mC Anfangsaktivität befand. Der Berechnung der Reichweite der α -Strahlen war der Abstand von der Schichtoberfläche bis zur Äquatorebene des Präparatkügelchens zugrunde gelegt, der 5,60 cm betrug. Die Kugel war von 16 parallelgeschalteten Borzählrohren umgeben, die ein hohes Ansprechvermögen für thermische Neutronen besitzen. Um die Anordnung war eine Paraffinschicht von 0,7 cm Dicke gelegt, die durch Reflexion der langsamen Neutronen die Intensität erhöhte. Wie früher (l. c.) ausgeführt wurde, reicht eine so dünne Paraffinschicht noch nicht aus, um die bei der Umwandlung erzeugten schnellen Neutronen so weit zu verlangsamen, daß sie die Ergebnisse verfälschen könnten.

4. *Versuchsergebnisse.* In Fig. 1 ist die Anregungsfunktion der langsamen Neutronen aufgetragen. Die Abszisse zeigt die Energie bzw. die Reichweite der α -Strahlen, die Ordinate die Ausbeute an langsamen Neutronen. Bei einer α -Energie von etwa 5,1 MeV setzt die Emission langsamer Neutronen ein. Ein plötzliches steiles Ansteigen der Ausbeute ist bei den Energien 6,15, 7,15, 8,05 und 8,65 MeV zu erkennen. Diese α -Energien reichten jedesmal zur Anregung eines neuen Niveaus des N^{14} -Kerns gerade aus. Die Energietönungen, die zu diesen α -Energien gehören, lassen sich

durch eine früher (l. c.) erläuterte Umrechnung zu 3,7, 4,43, 5,15, 5,80 und 6,23 MeV bestimmen. (Die Energietönung wurde hier positiv gerechnet, wenn die bei der Umwandlung aufgewandte Energie größer war als die freiwerdende Energie.) Will man nun die Lage der Energieniveaus angeben,

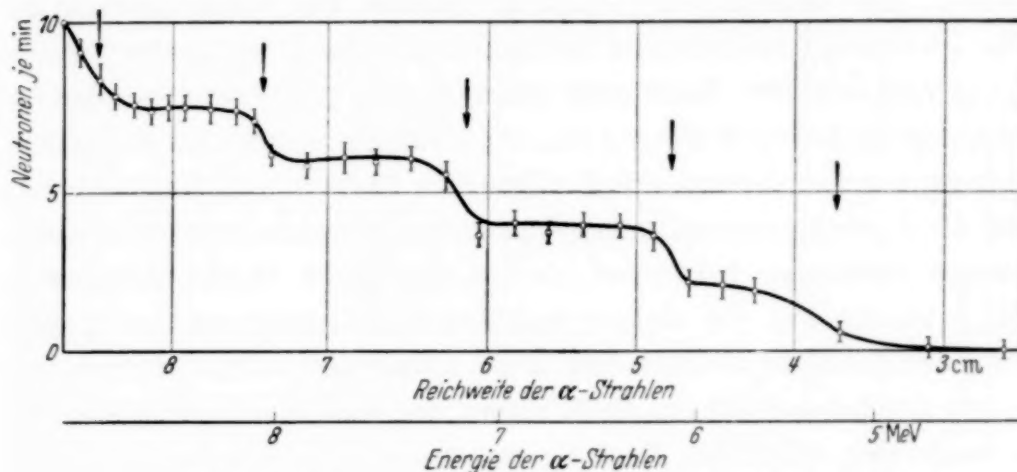


Fig. 1. Die Anregungsfunktion der langsamen Borneutronen.

so muß man diejenige Energietönung kennen, die zum Grundzustand des N^{14} -Kerns führt. Da die Umwandlung $B(\alpha, n)N$ exotherm verläuft, ist die zu dem Grundzustand führende Energietönung negativ. Sie kann deshalb nicht aus dem Einsatzpunkt der Neutronenemission bestimmt werden. Aus der Masse des Borkerns (11,01292) und den Massen der übrigen beteiligten Kerne¹⁾ läßt sich diese Energietönung zu $-0,32$ MeV ermitteln. Die Differenzen zwischen der zum Grundzustand führenden Energietönung und jeder der übrigen Energietönungen stellen nun direkt die Niveaus des N^{14} -Kerns dar. Sie betragen $4,0 \pm 0,2$ MeV; $4,75 \pm 0,1$ MeV; $5,47 \pm 0,1$ MeV; $6,12 \pm 0,08$ MeV und $6,55 \pm 0,05$ MeV. Fig. 2 zeigt das aus diesen Werten gewonnene Termschema des N^{14} -Kerns.

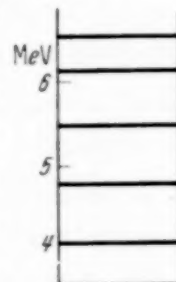


Fig. 2. Energieniveaus des N^{14} -Kerns.

Die Niveaus, die sich aus den Messungen von Bonner und Mott-Smith (l. c.) ergaben, liegen alle unterhalb von 4 MeV. Sie wurden mit Hilfe von Po- α -Strahlen gewonnen, mit denen keine über 4 MeV liegenden Niveaus des N^{14} -Kerns angeregt werden können. Bei den vorliegenden Messungen wurde unterhalb von $E_\alpha = 5,1$ MeV keine merkliche Ausbeute an langsamen Neutronen mehr gefunden. Von Bonner und Brubaker²⁾

¹⁾ Die Kernmassen wurden der Zusammenstellung von M. S. Livingston u. H. A. Bethe, Rev. of Mod. Phys. **9**, 245, 1937, entnommen. —

²⁾ T. W. Bonner u. W. M. Brubaker, Phys. Rev. **50**, 308, 1936.

wurde bei der Umwandlung $\text{C}^{13}(d, n)\text{N}^{14}$ eine γ -Strahlung von 4 MeV gefunden. Es ist sehr wahrscheinlich, daß sie auf dasselbe Niveau zurückzuführen ist, das hier bei 4,0 MeV festgestellt wurde.

5. *Vergleich der Anregungsfunktion mit der Anregungsfunktion schneller Neutronen.* Um sicherzustellen, daß die Stufen der Anregungsfunktion der Fig. 1 wirklich von langsamen Neutronen herrühren, wurde eine weitere Anregungsfunktion der Neutronen aufgenommen, und zwar wurden in dieser Anregungsfunktion alle bei der Umwandlung emittierten Neutronen unabhängig von ihrer Energie erfaßt. Eine 8 bis 10 cm dicke Paraffinschicht, mit der die Versuchsanordnung umgeben wurde, bewirkte ein gleichmäßiges Abbremsen sämtlicher Neutronen bis auf thermische Geschwindigkeiten. In Fig. 3 ist die mit der dicken Paraffinschicht gewonnene Anregungsfunktion der gesamten Neutronenausbeute aufgetragen. Man erkennt eine Reihe von deutlichen Stufen in dieser Kurve, die, wie Pose¹⁾ und Maurer²⁾ näher ausgeführt haben, als Eindringresonanzen der α -Teilchen zu deuten sind. Unterhalb von $E_\alpha = 5$ MeV ist die Kurve nur noch in ihrem groben Verlauf gemessen, so daß hier keine Resonanzen mehr heraustreten. Daß diese Eindringresonanzen nicht für die Stufen in der Anregungsfunktion der langsamen Neutronen verantwortlich zu machen sind, ersieht man aus der gestrichelten Kurve der Fig. 3, die das Verhältnis der Ordinaten der beiden Anregungsfunktionen zeigt, also das Verhältnis der Ausbeute an langsamen Neutronen zu der Gesamtneutronenausbeute. Die Stufen der Anregungsfunktion langsamer Neutronen kommen hier als Maxima und Minima zum Ausdruck. Wir dürfen also annehmen, daß die Stufenstruktur in Fig. 1 nicht auf Eindringresonanzen zurückzuführen ist, sondern wirklich auf die oben angegebene Weise durch solche Neutronen zustande kam, die den Kern mit sehr geringer Energie verließen.

6. *Ermittlung der Energieniveaus des Zwischenkerns N^{15} .* Wie die Fig. 3 erkennen läßt, besitzt die Anregungsfunktion der Gesamtneutronenausbeute des Bors eine Reihe scharf heraustretender Resonanzstufen. Die Kurve ist der Mittelwert aus fünf Meßreihen, von denen jede einzelne denselben stufenartigen Verlauf zeigte. Im ganzen wurden für die höchsten Meßpunkte etwa 8000 Teilchen pro Meßpunkt, für die niedrigsten etwa 1000 bis 2000 Teilchen pro Meßpunkt gezählt. Aus den Energien der α -Strahlen, bei denen Resonanzstufen zu finden sind, können die Resonanzniveaus des Zwischenkerns berechnet werden. Die Energie eines Resonanzniveaus entspricht dem Massenüberschuß, den der bei der Umwandlung

¹⁾ H. Pose, ZS. f. Phys. **64**, 1, 1930. — ²⁾ W. Maurer, ebenda **107**, 721 1937.

gebildete angeregte N^{15} -Kern über die Masse des N^{15} -Kerns in seinem Grundzustand ($M_N = 15,00489$) besitzt. Die Masse des angeregten N^{15} -Kerns

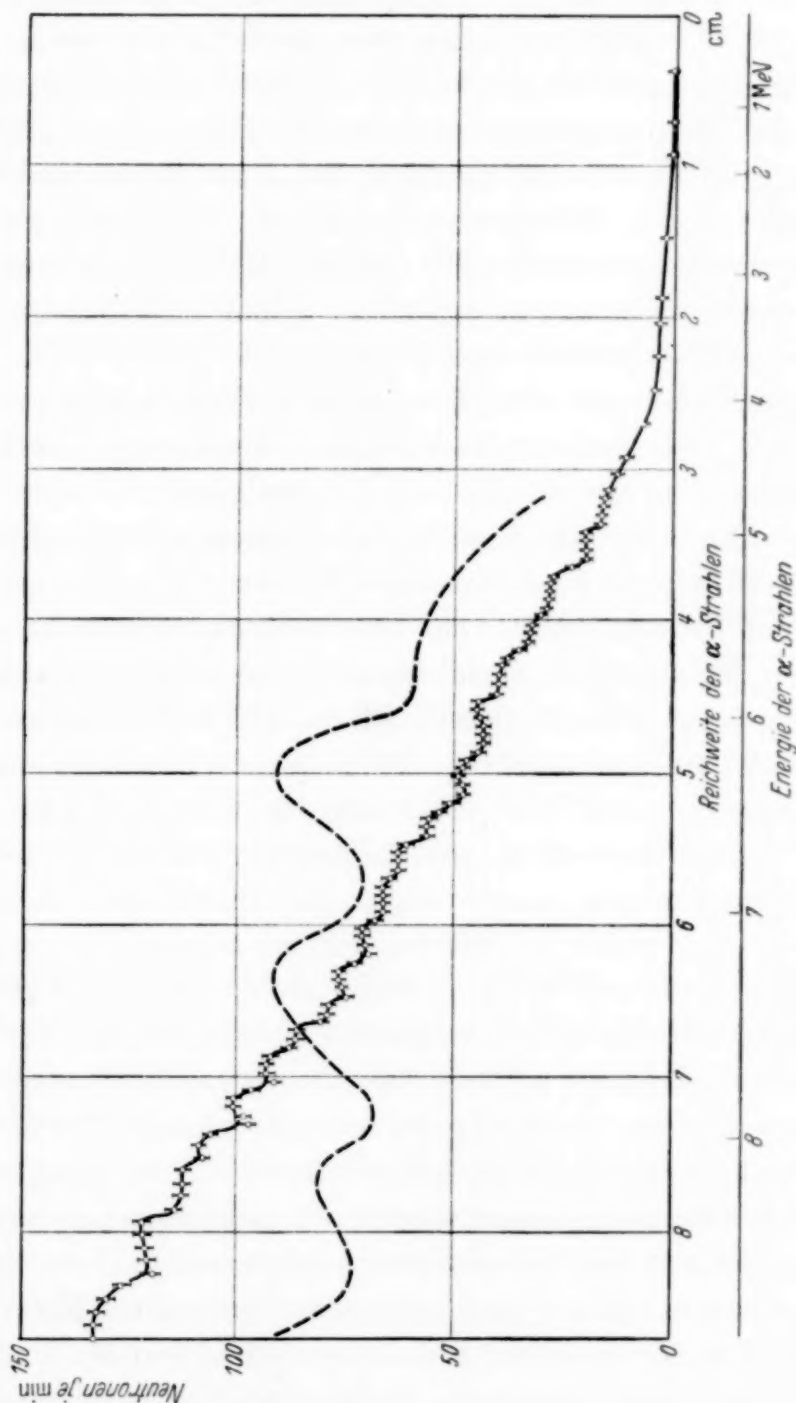


Fig. 3. Die Anregungsfunktion der schnellen Borneutronen.
Gestrichelte Kurve: Häufigkeitsverhältnis der langsamen zu den schnellen Neutronen.

ergibt sich als Summe aus der Masse des B^{11} -Kerns, der Masse des α -Teilchens und der in Masse-Einheiten umgerechneten kinetischen Energie, die das α -Teilchen dem Zwischenkern als Anregungsenergie übermitteln kann; sie beträgt $E_A = \frac{11}{15} \cdot E_\alpha$. Die auf diesem Wege berechneten Resonanz-

niveaus sind in Spalte a der Fig. 4 und der Tabelle 1 eingetragen. Bei der Berechnung wurde wiederum angenommen, daß sämtliche Resonanzen von dem Isotop B^{11} herrühren. Szalay¹⁾, der mit Po- α -Strahlen die Anregungsfunktion des B^{10} unabhängig von dem Vorhandensein des B^{11} dadurch ermittelte, daß er die gebildeten radioaktiven N^{13} -Kerne zum Nachweis benutzte, schloß aus dem Vergleich mit einer entsprechenden, von Maurer (l. c.) an dem Isotopengemisch $B^{10} + B^{11}$ aufgenommenen Anregungsfunktion, daß die Anregungsfunktion des Isotopengemisches praktisch nur Resonanzstufen des N^{15} erkennen läßt. Bei den vorliegenden Messungen wurde angenommen, daß dieser Schluß auch bei den höheren Energien der ThC'- α -Teilchen noch gültig ist.

Der Genauigkeit, mit der die einzelnen Energieniveaus festgelegt werden können, sind durch die statistischen Schwankungen der Meßwerte und durch apparative Ungenauigkeiten Grenzen gesetzt. Um die Realität der einzelnen Niveaus und zugleich die Genauigkeit der angegebenen Energiewerte zu prüfen, wurde der obere Teil der Anregungsfunktion, der die ersten fünf Niveaus enthält, mit einer zweiten, in allen Teilen völlig verschiedenen Meßapparatur nachgemessen. Die dabei verwandte Kugel hatte allerdings einen kleineren Durchmesser, so daß das Auflösungsvermögen dieser Apparatur etwas geringer war. Beide Apparaturen ergaben praktisch dieselben Energieniveaus. Die Abweichung der entsprechenden Niveaus betrug im Mittel etwa 15 % des mittleren Niveauabstandes. Eine bessere Übereinstimmung konnte wegen der Unsicherheit in der Festlegung der zu den Stufen gehörenden α -Energien sowie der Apparaturdimensionen nicht erwartet werden. Wäre kein systematischer Zusammenhang zwischen beiden Meßreihen vorhanden gewesen, so hätte bei gleichem mittleren Termabstand die mittlere Abweichung zwischen entsprechenden Niveaus ein Viertel des Termabstandes betragen müssen. Wir können also annehmen, daß die Stufen der Anregungsfunktion wirklich durch Resonanzniveaus des N^{15} -Kerns verursacht wurden und nicht irgendwelchen statistischen Schwankungen der Meßwerte zuzuschreiben sind.

In Fig. 4 sind in Spalte b die von Fünfer²⁾ gefundenen Energieniveaus eingetragen. Fünfer ermittelte die Anregungsfunktion der Umwandlung $B^{11}(\alpha, n)N^{14}$ mit einer Apparatur, die im wesentlichen mit der hier benutzten übereinstimmte. Seine Meßwerte ergaben ein Resonanzniveau bei 17,61 MeV, das in meinen Messungen nicht zu finden war. Dagegen wurden

¹⁾ A. Szalay, ZS. f. Phys. **112**, 29, 1939. — ²⁾ E. Fünfer, Ann. d. Phys. **35**, 147, 1939.

in der vorliegenden Anregungsfunktion an einigen Stellen deutliche Resonanzstufen gefunden, an denen die Fünfersche Kurve keine Auflösung in Resonanzen zeigt. Mit Ausnahme des obersten Niveaus läßt sich aber jedes Fünfersche Niveau einem entsprechenden Niveau meiner Kurve zwanglos zuordnen. Man sieht sofort, daß die Lage entsprechender Niveaus weitgehend übereinstimmt. Eine Prüfung der Übereinstimmung läßt sich am besten durchführen, wenn man die mittlere Abweichung entsprechender Niveaus betrachtet. Würde kein Zusammenhang zwischen den Fünferschen und meinen Niveaus bestehen, so müßte, dieselbe mittlere Niveaudichte vorausgesetzt, die mittlere Abweichung zwischen zwei nebeneinanderliegenden Niveaus ein Viertel des mittleren Termabstandes sein. In Wirklichkeit beträgt aber diese Abweichung nur etwa 16 % des mittleren Termabstandes. Die Übereinstimmung entsprechender Terme ist also so gut, wie sie bei der Unsicherheit in der Festlegung der Stufen erwartet werden kann. Die Realität der aus der Anregungsfunktion ermittelten Energierterme des N^{15} -Kerns erscheint somit gesichert.

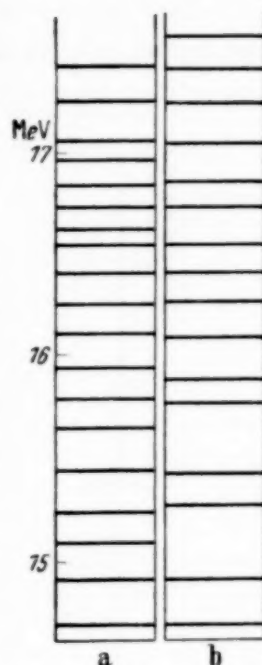


Fig. 4. Energieniveaus des N^{15} -Kerns.
a: Stuhlinger, b: Fünfer.

II. Teil: Beryllium.

1. Einleitung. Die starke Neutronenemission des Berylliums unter dem Beschuß von α -Strahlen gab den Anlaß zu der Entdeckung des Neutrons. Chadwick¹⁾ erklärte die Entstehung der Neutronen durch folgende Reaktionsgleichung:



Die Energie der schnellsten Neutronen beträgt, wie Dunning²⁾ aus der Reichweiteverteilung von Rückstoßprotonen schloß, nahezu 14 MeV. Daneben fand er aber auch große Mengen von Neutronen, deren Energie weniger als 100000 e-Volt betrug. Auch Amaldi und Mitarbeiter³⁾ fanden in der unmittelbaren Nachbarschaft einer Rn-Be-Neutronenquelle eine Menge langsamer Neutronen. Wie Auger⁴⁾ zeigte, steigt die relative

¹⁾ J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 692, 1932. — ²⁾ J. R. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586, 1934. — ³⁾ E. Amaldi, O. d'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo u. E. Segré, Ric. Sci. **6**, 1, 1935. — ⁴⁾ P. Auger, Journ. de Phys. **4**, 719, 1933.

Intensität dieser langsamen Gruppe sehr stark an, wenn man statt der Po- α -Strahlen die energiereichen α -Strahlen des RaC' oder des ThC' benutzt. Bjerge¹⁾ konnte den Einsatz der langsamen Gruppe bei einer α -Energie von 4,9 MeV nachweisen. Er zeigte ferner, daß diese langsame Neutronengruppe nicht von einer γ -Strahlung begleitet ist, während die Anregungsfunktion der schnellen Neutronen mit der Anregung einer γ -Strahlung,

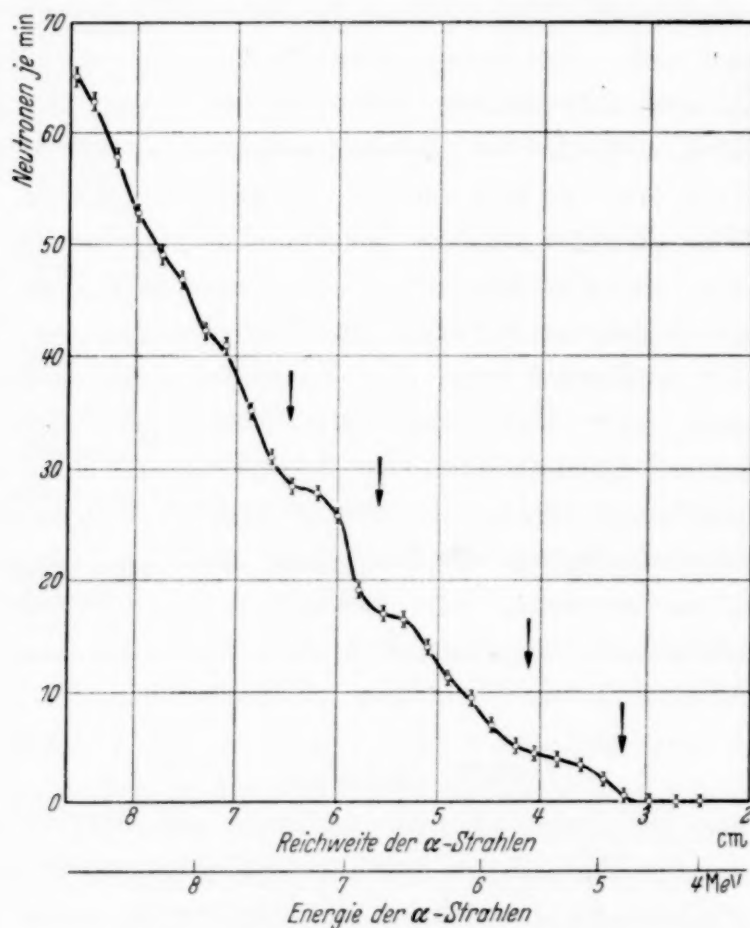


Fig. 5. Die Anregungsfunktion der langsamen Berylliumneutronen.

die auch von Rasetti²⁾ und von Bothe und Becker³⁾ nachgewiesen wurde, parallel geht. Auger (l. c.) schrieb diese Gruppe langsamer Neutronen dem Prozeß



zu. Wie Bjerge (l. c.) näher ausführt, ist das Auftreten langsamer Neutronen von $E_n = 4,9$ MeV an energetisch durchaus mit dem Prozeß (2) vereinbar.

2. Die Anregungsfunktion der langsamen Neutronen. In der vorliegenden Arbeit wurde die Anregungsfunktion der langsamen Neutronen aus dem

¹⁾ T. Bjerge, Proc. Roy. Soc. London (A) **164**, 243, 1938. — ²⁾ F. Rasetti, ZS.f. Phys. **78**, 165, 1932. — ³⁾ W. Bothe u. H. Becker, ebenda **76**, 421, 1932.

Beryllium in der gleichen Weise ermittelt, wie es für die Borneutronen im ersten Teil der Arbeit beschrieben wurde. Es war zu erwarten, daß die Auswertung der Anregungsfunktion der langsamen Berylliumneutronen durch das Vorhandensein der starken Gruppe langsamer Neutronen aus dem Prozeß (2) erschwert würde, da sich diese Neutronen, deren Energien

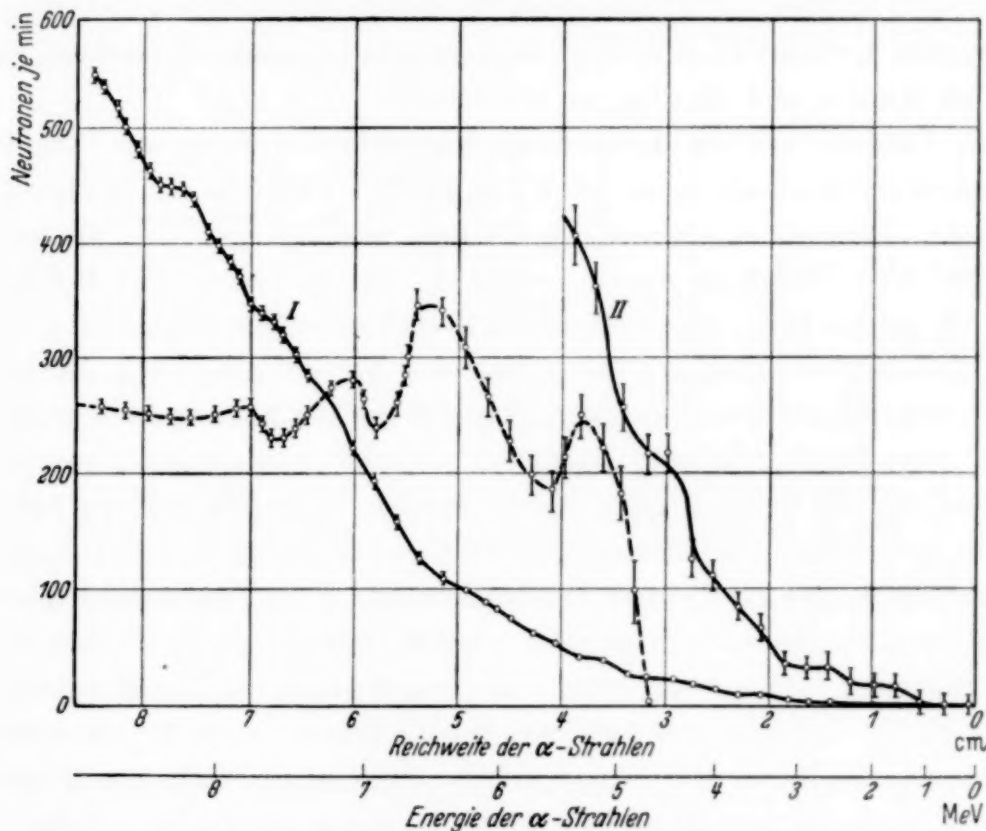


Fig. 6. Die Anregungsfunktion der schnellen Berylliumneutronen.
Kurve II: Anfang der Kurve in vergrößertem Ordinatenmaßstab.
Gestrichelte Kurve: Häufigkeitsverhältnis der langsamen zu den schnellen Neutronen.

ebenfalls bis herab zu thermischen Geschwindigkeiten reichen, den langsamen Neutronen aus dem Prozeß $\text{Be}(\alpha, n)\text{C}$ überlagern.

In Fig. 5 ist die Anregungsfunktion der langsamen Neutronen des Berylliums aufgetragen. Die Abszisse zeigt die Energie bzw. Reichweite der α -Strahlen, die Ordinate die Zahl der Neutronen pro Minute. Bei einer α -Energie von 4,8 MeV beginnt die Emission langsamer Neutronen. Die Ausbeute steigt mit wachsender α -Energie rasch an im Gegensatz zu den Anregungsfunktionen der Lithiumneutronen¹⁾ und der Borneutronen, die breite, nahezu horizontale Stufen zeigten. Trotz des steilen Anstieges der Anregungsfunktion der Berylliumneutronen lassen sich Stufen in der Kurve bei den α -Energien 5,6, 6,8 und 7,5 MeV erkennen. Besonders deutlich

¹⁾ O. Haxel u. E. Stuhlinger, l. c.

treten diese Stufen hervor, wenn man wiederum das Verhältnis der Ausbeute an langsamen Neutronen zu der Gesamtneutronenausbeute aufträgt. Kurve I in Fig. 6 zeigt die Gesamtneutronenausbeute, die sich, wie es im ersten Teil der Arbeit für die Borneutronen geschildert wurde, nach Umgeben der Apparatur mit einer 10 cm dicken Paraffinschicht ergab. Die gestrichelte Kurve zeigt das Ausbeuteverhältnis beider Anregungsfunktionen. Die Stufen der Kurve I, also die Einsatzpunkte langsamer Neutronen, sind hier als Minima und Maxima zu erkennen.

3. *Vergleich mit der Anregungsfunktion schneller Neutronen.* Die Gesamtneutronenausbeute zeigt bei $E_\alpha = 4,8$ MeV ebenfalls ein starkes Anwachsen. Dies ist zu erwarten, wenn man mit Bjerger (l. c.) annimmt, daß bei dem Prozeß (2) von $E_\alpha = 4,8$ MeV ab ein angeregter Be^9 -Kern gebildet werden kann, der durch seinen Zerfall zusätzlich Neutronen liefert. Man könnte vermuten, daß die Stufen der Anregungsfunktion der langsamen Neutronen auf weitere Energieniveaus des Be^9 -Kerns zurückzuführen sind. Dies ist aber unwahrscheinlich; eventuell vorhandene Anregungsniveaus des Be^9 -Kerns würden kontinuierliche Neutronenspektren liefern, da bei dem Drei-Körper-Zerfall des Be^9 -Kerns keine definierte Aufteilung der Zerfallsenergie an die drei Teilchen erfolgt. Selbst wenn zunächst ein Be^8 -Kern und ein Neutron gebildet würden, wäre aller Voraussicht nach kein diskretes Neutronenspektrum zu erwarten, da der Be^8 -Kern wegen seiner großen Labilität jede beliebige Anregungsenergie aus der Anregungsenergie des Be^9 -Kerns übernehmen könnte. Wir müssen deshalb annehmen, daß die Stufen der Anregungsfunktion langsamer Neutronen bei 5,6, 6,8 und 7,5 MeV der Umwandlung $\text{Be}(\alpha, n) \text{C}$ zuzuschreiben sind, deren langsame Neutronen sich der intensiven Gruppe langsamer Neutronen aus dem Prozeß (2) überlagern.

4. *Die Lage der Energieniveaus des C^{12} -Kerns.* Aus der Lage der Stufen findet man mit der früher (l. c.) erwähnten Umrechnung die Energietönungen $+ 3,9$, $+ 4,7$ und $+ 5,2$ MeV. Die zum Grundzustand führende Energietönung ist negativ, sie berechnet sich aus den Kernmassen zu $- 5,3$ MeV. Die Differenzen zwischen dieser Energietönung und jeder der drei höheren Energietönungen ergeben drei Energieniveaus des C^{12} -Kerns bei $9,2 \pm 0,1$, $10,0 \pm 0,08$ und $10,5 \pm 0,05$ MeV. Diese Niveaus sind in dem Termschema der Fig. 7 eingezeichnet. Das Niveau bei 9,2 MeV ist wahrscheinlich identisch mit dem von Gaerttner, Fowler und Lauritsen¹⁾ bei 9,1 MeV und mit dem von Bonner und Brubaker²⁾ bei

¹⁾ E. R. Gaerttner, W. A. Fowler u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **55**, 27, 1939. — ²⁾ T. W. Bonner u. W. M. Brubaker, Phys. Rev. **50**, 308, 1936.

9,5 MeV gefundenen Niveau. Auch Dunning¹⁾ fand bei 9,1 MeV ein Niveau des C^{12} -Kerns und ebenso bei 10,1 MeV, das vielleicht mit dem hier gefundenen Niveau bei 10,0 MeV übereinstimmt.

5. Die Anregungsfunktion der schnellen Neutronen. Die Anregungsfunktion der Gesamtausbeute an Neutronen, die in Fig. 6 dargestellt ist, zeigt den Beginn der Neutronenemission bei einer α -Energie von $1,3 \pm 0,15$ MeV. Weitere Stufen sind bei den α -Energien 2,4, 3,3 und 4,3 MeV zu erkennen.

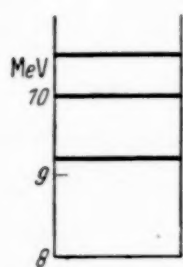


Fig. 7.
Energieniveaus
des C^{12} -Kerns.

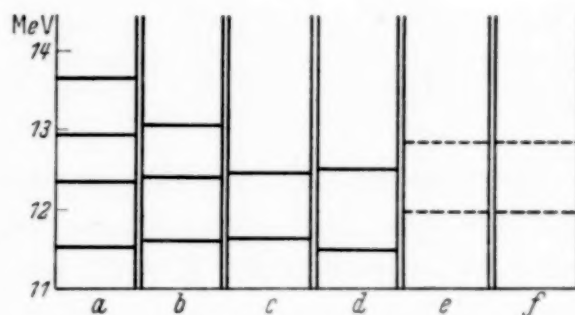


Fig. 8. Energieniveaus des C^{13} -Kerns.
a: Stuhlinger, b: Chadwick, c: Rasetti,
d: Bjerge, e: Bernardini, f: Amaldi.

Diese Stufen sind, wie früher dargelegt wurde, als Eindringresonanzen der α -Teilchen zu deuten. Die dazugehörigen Resonanzniveaus wurden aus der Lage der Stufen zu $11,5 \pm 0,1$, $12,3 \pm 0,1$, $12,9 \pm 0,08$ und $13,6 \pm 0,05$ MeV bestimmt. Sie sind in dem Termschema der Fig. 8 eingezeichnet. Die Anregungsfunktion wurde nur in ihrem unteren Teil so ausführlich gemessen, daß die Resonanzstufen deutlich heraustreten. Der obere Teil, der von Fünfer (l. c.) eingehend untersucht worden ist, läßt bei meinen Messungen nur sehr verwaschene Resonanzstufen erkennen. Rasetti²⁾, Chadwick³⁾ und Bjerge⁴⁾ und ebenso Bernardini⁵⁾ und Amaldi⁶⁾ haben die Anregungsfunktion der Berylliumneutronen mit Po- α -Strahlen aufgenommen. Die von ihnen gefundenen Resonanzen sind, auf Resonanzniveaus des C^{13} -Kerns umgerechnet, in dem Termschema der Fig. 8 mit eingezeichnet. Wie die Figur zeigt, ist die Übereinstimmung entsprechender Resonanzniveaus befriedigend; bei Bernardini und Amaldi allerdings scheint der Einsatzpunkt und das erste Resonanzniveau um einen konstanten Betrag nach höheren Energien verschoben zu sein.

¹⁾ J. R. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586, 1934. — ²⁾ F. Rasetti, ZS. f. Phys. **78**, 165, 1932. — ³⁾ J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. London (A) **142**, 1, 1933. — ⁴⁾ T. Bjerge, ebenda **164**, 243, 1938. — ⁵⁾ G. Bernardini, ZS. f. Phys. **85**, 555, 1933. — ⁶⁾ E. Amaldi, Phys. ZS. **38**, 692, 1937.

Diese Verschiebung rührt möglicherweise daher, daß die benutzten α -Strahlen in dem Präparat selbst eine merkliche Absorption erfuhren.

Tabelle 1. Resonanzniveaus des N^{15} -Kerns (in MeV).

Stuhlinger	Fünfer	Stuhlinger	Fünfer	Stuhlinger	Fünfer
	17,61	16,63		15,63	
17,45	17,42	16,54	16,54	15,42	15,40
17,27	17,24	16,42	16,40	15,23	15,26
17,09	17,05	16,24	16,25	15,07	
16,99		16,11	16,08	14,88	14,87
16,86	16,87	15,94	15,87	14,64	14,63
16,74	16,75	15,79	15,74		

Zusammenfassung. Zu der Bestimmung von Energieniveaus des N^{14} -Kerns aus dem Neutronenspektrum der Umwandlung $B^{11}(\alpha, n)N^{14}$ wurde eine früher geschilderte Methode benutzt: Die Anregungsfunktion der langsamen Neutronen aus einer dicken Borschicht wurde mit Bor-Zählrohren aufgenommen, die ein hohes Ansprechvermögen für langsame Neutronen besitzen. Die Ausbeute an langsamen Neutronen zeigt eine sprunghafte Erhöhung immer bei den α -Energien, die gerade ein Niveau des Endkerns N^{14} anzuregen imstande sind. Aus den zu den Stufen gehörenden α -Energien lassen sich mit Hilfe des Energie- und Impulssatzes die Energieniveaus des Endkerns berechnen.

Dieselbe Untersuchung wurde an der Umwandlung $Be^9(\alpha, n)C^{12}$ durchgeführt, bei der sich den langsamen Neutronen noch eine intensive Gruppe langsamer Neutronen aus dem Prozeß $Be^9(\alpha, \alpha)Be^{9*}, Be^{9*} \rightarrow 2\alpha + n$ überlagerte. Trotzdem waren in der Anregungsfunktion Stufen zu erkennen, aus denen Energieniveaus des C^{12} -Kerns berechnet werden konnten.

Aus der Anregungsfunktion der Gesamtneutronenausbeute, die durch Umgeben der Meßanordnung mit einer dicken Paraffinschicht gewonnen wurde, ließen sich Resonanzniveaus der Zwischenkerne C^{13} und N^{15} bestimmen. Die Niveaus des N^{15} -Kerns wurden mit den von Fünfer auf dem gleichen Wege gefundenen Niveaus verglichen. Die Übereinstimmung zwischen den Fünferschen und meinen Ergebnissen erwies sich als so gut, wie sie auf Grund der Meßgenauigkeit erwartet werden konnte.

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Berlin ausgeführt. Das hierbei benutzte Thorpräparat stammte aus Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

(Mitteilung des Physikalischen Instituts der Universität Rostock.)

Ein horizontal liegender Bandgenerator nach Van de Graaff*).

Von **W. Baumhauer** und **P. Kunze**.

Mit 8 Abbildungen. (Eingegangen am 2. August 1939.)

Nach Erledigung von Vorversuchen mit einem kleinen Probiermodell wird ein horizontaler elektrostatischer Bandgenerator für etwa 10^6 Volt gebaut und ausprobiert. Durch die horizontale Lage wird es möglich, ihn in einem Arbeitszimmer normaler Größe unterzubringen.

Im nachfolgenden soll über die Erfahrungen berichtet werden, die beim Bau eines mittelgroßen elektrostatischen Generators von 1 m Kugeldurchmesser gesammelt wurden.

1. Tischmodell.

Zunächst wurde ein kleines stehendes Tischmodell von 25 cm Kugeldurchmesser gebaut, um an ihm die Eignung verschiedener Bandmaterialien und Aufsprühvorrichtungen auszuprobieren. Das Modell war etwa 80 cm hoch, und hatte ein Band von 10 cm Breite; der Durchmesser der Walzen betrug 8 cm. Die Hochspannungskugel wurde von zwei Porzellanrohren getragen. Jetzt dient das Modell in Vorlesung und Praktikum zur Demonstration des Generatorprinzips.

Nimmt man als praktisch brauchbaren Wert der elektrischen Festigkeit der Zimmerluft 25 kV/cm bei Normaldruck an, so folgt für eine Kugel vom Radius r cm eine theoretische Maximalspannung von $25 \cdot r$ kV. Das Tischmodell mit seiner Kugel von $r = 12,5$ cm konnte also theoretisch 312 kV geben. Tatsächlich wurden bei trockener Zimmerluft maximal knapp 300 kV erreicht, man kam also dem theoretischen Maximalwert ziemlich nahe. Bei kleinen Generatoren scheint die Spannungsausbeute verhältnismäßig besser zu sein als bei großen.

Die Spannungsmessung geschah hierbei teils durch Messung der Funkenschlagweite gegenüber einer geerdeten Kugel gleichen Durchmessers, teils nach der von Pauthenier¹⁾ angegebenen Methode, bei welcher eine Metallfolie in dem Augenblick von der Hochspannungskugel abgehoben wird, wo die Coulomb-Abstoßungskraft größer wird als das Foliengewicht.

*) D 28.

¹⁾ M. Pauthenier, C. R. **202**, 929, 1936.

Der Hauptzweck des Tischmodells war das Ausprobieren verschiedener Bandmaterialien. Untersucht wurden Bänder aus Papier, Seide, Isolierleinen, sowie aus Astralonfolie (gehärtetes Mipolam-Kunstharz). Bei $E = 25 \text{ kV/cm}$ oder $83,3 \text{ Est/cm}$ elektrischer Festigkeit der Luft ist die theoretisch mögliche Oberflächenbeladung σ (gemäß $E = 4\pi\sigma$ an der Oberfläche) auf maximal $6,6 \text{ est-Ladungseinheiten/cm}^2$ oder $2,2 \cdot 10^{-9} \text{ Coul./cm}^2$ begrenzt. Da das Band eine Vorder- und eine Rückfläche hat, könnte bei beiderseitiger Belegung die doppelte Elektrizitätsmenge, also $[4,4 \cdot 10^{-9}] \text{ Coul./cm}^2$ transportiert werden. Leider gestatten es aber die bisher bekannten Beladungsmethoden nicht, beide Oberflächen zugleich mit Elektrizität zu belegen. Die Ladung kann immer nur entweder auf der Vorderfläche oder auf der Rückfläche aufgebracht werden, und wie Kossel¹⁾ gezeigt hat, besteht wenigstens vorläufig keine Möglichkeit, an dieser nur halbseitigen Aus-

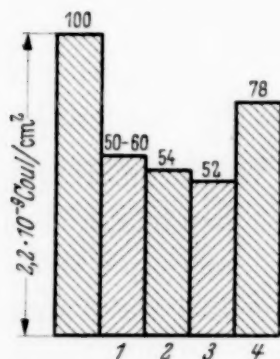
nutzung des Bandes etwas zu ändern. Wir müssen daher mit maximal $2,2 \cdot 10^{-9} \text{ Coul./cm}^2$ Bandbeladung rechnen.

Praktisch ist nur ein Bruchteil dieses Höchstwertes erreichbar. Fig. 1 zeigt die Ladungsdichten, die mit den verschiedenen Bändern beim Tischmodell in Luft von Atmosphärendruck erhalten wurden. Da diese Ladungsdichten näherungsweise unabhängig sind von der Flächengeschwindigkeit (cm^2/sec) des Bandes, bilden sie einen guten Maßstab für die Eignung der verschiedenen Materialien.

Der Vergleich zeigt, daß das Astralonband²⁾ in *elektrischer* Hinsicht die besten Ergebnisse liefert.

Die glasartig glatte Oberfläche des beiderseitig polierten Bandes, die gute Isolation ($3 \cdot 10^{12} \Omega \text{cm}$) und die geringe Empfindlichkeit gegen Luftfeuchtigkeit dürften hierbei eine Rolle spielen. Aus diesen Gründen ist es auch ohne weiteres möglich, das Band reibungselektrisch aufzuladen und somit Selbsterregung des Apparates bei annähernd gleicher Bandladungsdichte zu erzielen.

Die *mechanischen* Eigenschaften des Astralon-Bandes, dessen Stärke $0,15$ bis $0,20 \text{ mm}$ betrug, sind denjenigen der anderen Materialien gleichfalls z. T. überlegen. Die Zerreißfestigkeit liegt weit über den beim Betrieb



1. Papier. 2. Seide.
3. Isolierleinen. 4. Astralon.

Fig. 1. Ladungsdichten verschiedener Bänder in Prozenten des theoretischen Höchstwertes für 25 kV/cm Luftfestigkeit.

¹⁾ W. Kossel, ZS. f. Phys. **111**, 264, 1938. — ²⁾ Lieferfirma Venditor GmbH., Troisdorf, Bezirk Köln.

auftretenden Zugspannungen, und durch besondere Versuche wurde festgestellt, daß sich das Band auch bei langdauernder starker Zugbelastung nicht merklich dehnt. Zum selbstzentrierenden Lauf des Astralonbandes auf den Walzen ist — wegen seiner geringen elastischen Verformung — nur ein sehr schwaches balliges Abdrehen der Walzen nötig. Allerdings besitzt das Astralonband einen Nachteil: Wegen der begrenzten Fabrikationsgröße der Astralontafeln muß das Band aus einzelnen Streifen von 1,4 m Länge zusammengeschweißt oder geklebt werden, und diese „Nähte“ sind im Dauerbetrieb die mechanisch schwächsten Stellen des Bandes.

II. Bau des elektrostatischen Generators.

Nach Erledigung dieser Vorversuche wurde mit dem Bau des geplanten Generators von 1 m Kugeldurchmesser begonnen. Bei 25 kV/cm Durchschlagsfestigkeit der Luft konnte man von ihm theoretisch 1250 kV und praktisch etwa $\frac{3}{4}$ davon, also 900 kV als Maximalspannung erwarten. Um diese Spannung in einem Institutszimmer normaler Größe unterzubringen, mußte von der üblichen senkrechten Bauart des Generators abgewichen werden. Diese Bauart hat zwar den Vorteil, daß das Eigengewicht der Apparatur direkt von den Stützen getragen wird, doch stehen diesem Vorteil mehrere gewichtige Nachteile entgegen, von denen die drei folgenden angeführt seien:

1. Bei senkrechter Riemenführung ist eine Haftung auf der unteren angetriebenen Walze nur durch erhebliche elastische Vorspannung des Bandes erreichbar, und dem Lauf des Riemens fehlt die wünschenswerte Elastizität, da die ablaufende Bandhälfte keinen schlaffen Durchgang hat. Bei hohen Drehzahlen tritt Gleiten des Bandes ein ¹⁾.

2. Der Hochspannungsteil liegt bei großen Generatoren hoch über dem Fußboden und ist nur mit Hilfe von Gerüsten und Leitern erreichbar, was die Arbeiten an ihm erschwert.

3. Die große Bauhöhe erfordert besondere Hochspannungsräume, um Funkenüberschläge zur Decke zu vermeiden. Trotz seiner leichten und billigen Herstellung ist also der Generator üblicher Bauart in normalen Instituten nicht verwendbar.

Aus diesen Gründen wurde beim Bau unserer Apparatur der Versuch gemacht, den Generator freitragend horizontal anzuordnen, und die Erfahrungen mit dieser Bauart sind auch tatsächlich in jeder Hinsicht günstig ausgefallen. Der Generator bildet, wie bei der stehenden Bauart, eine in

¹⁾ U. Neubert, ZS. f. Phys. **110**, 334, 1937.

sich geschlossene, im Zimmer leicht verschiebbare Einheit, wobei die Bänder wie üblich im Innern gegen Staub und Feuchtigkeit geschützt laufen. Wie Fig. 2 zeigt, ist die für etwa 1000 kV nötige Stützerlänge von 2,4 m mit der Hochspannungskugel und der geerdeten Gegenkugel bequem im Zimmer unterzubringen. Nach Entfernung der Gegenkugel bleibt noch reichlich Platz für die Unterbringung eines Entladungsrohres. Die Achse des freitragenden Pertinaxrohres liegt etwas unter Kopfhöhe, so daß alle Teile denkbar bequem zugänglich sind. Der Abstand zwischen Kugel und Boden beträgt nur 1 m, doch ist diese Entfernung bei etwa 1000 kV durchaus genügend.

Der freitragende Teil des Generators war soweit wie möglich in Leichtbau ausgeführt. Die Hochspannungskugel und die auf einem Rollgestell

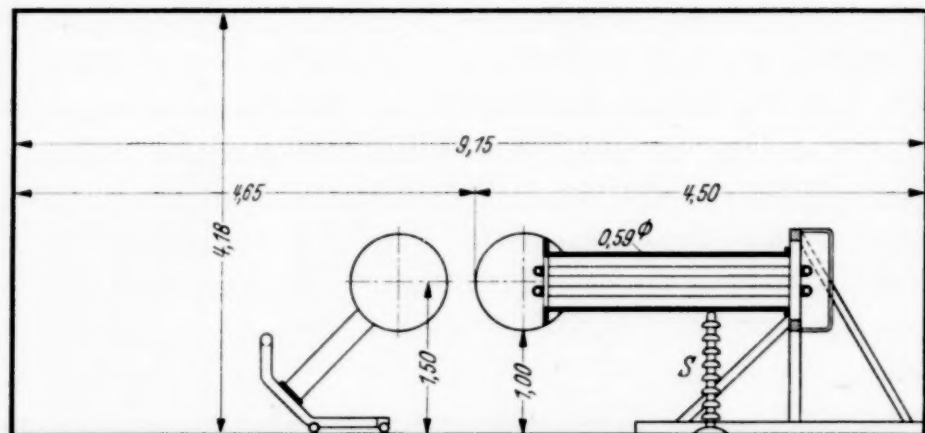


Fig. 2. Generator und Gegenkugel im Arbeitszimmer. (Maße in Metern.)

montierte und im Bedarfsfalle heranfahrbare Gegenkugel waren aus gehämmertem Aluminiumblech hergestellt. Für die Walzen, welche 10 cm Durchmesser hatten, wurden Aluminiumrohre von 500 g Gewicht verwendet, die zur Erzielung einer harten Oberfläche mit einer dünnen Eloxalschicht überzogen waren. Die beiden Astralonbänder von 40 cm Breite und 0,15 mm Stärke wogen nur je 600 g. Diese Kleinheit der bewegten Massen hat natürlich einen ruhigen Lauf zur Folge. Um Pendelungen des freitragenden Pertinaxrohres zu verhindern, war bei S (Fig. 2) noch eine Porzellanstütze untergeschoben.

Für die Hochspannungselektrode war die leicht herstellbare Kugelform beibehalten worden. Von anderer Seite ¹⁾ werden zwar öfter kompliziertere torusartige Formen empfohlen mit der Begründung, daß die Durchstoßstelle des Stützrohres durch die Hochspannungselektrode ein elektrisch

¹⁾ Zum Beispiel J. Virgitti, C. R. **207**, 129, 1938.

schwacher Punkt sei. Wir haben aber mit einer dicken Wulst aus Klebwachs einen völlig glatten Übergang zwischen Kugel und hereinragendem Pertinaxrohr hergestellt und konnten nie beobachten, daß an dieser kritischen Stelle Glimmentladungen oder Gleitfunken ansetzten.

Das Aufsprühen der Ladungen besorgte ein 20 kV-Trafo mit Einweg-Gleichrichter und Glättkapazität; in der Hochspannungskugel befand sich die übliche Umladevorrichtung, so daß beide Bandhälften zum Ladungstransport benutzt wurden. Als Sprühdrahte wurden Stahlhaardrahte von 0,05 mm Durchmesser benutzt. Der Antrieb der beiden hinteren Walzen erfolgte über Biegewellen mit einem direkt angekuppelten Gleichstrommotor von 1 PS. Um das Ablaufen der Bänder von den Walzen zu vermeiden, wurde jedes Lager mit einer gesonderten Exzenterverstellung versehen, die genaues Zentrieren der Bänder ermöglichte. Das hintere Rohrende mit den beiden Antriebswalzen und der Heizvorrichtung für die Innenluft war von einem durchsichtigen Kasten mit Plexiglaswänden umgeben. Die Umwälzung der erwärmten oder künstlich getrockneten Innenluft in dem horizontalen Pertinaxrohr wird während des Betriebs von den laufenden Transportbändern in ausreichendem Maße besorgt.

III. Erprobung des Generators.

1. Die Kurzschlußstromstärke. Ein wichtiges Bestimmungsstück des Generators ist die Stromlieferung bei Kurzschluß, d. h. bei geerdeter Hochspannungskugel. Ein Beispiel für die Messung der Kurzschlußstromstärke als Funktion der Drehzahl zeigt Fig. 3. Ohne Glättkapazität zeigt die Stromkurve von einer gewissen Drehzahl ab Sättigung. Dieser Zustand tritt dann ein, wenn die während eines Sprühintervalls ($< 1/100$ sec) von den Haardrähten abgegebene Elektrizitätsmenge völlig von derjenigen Bandfläche aufgenommen wird, die während des Intervalls vorbeigleitet. Dagegen erhält man mit parallel geschalteter Glättkapazität im ganzen durchgemessenen Bereich einen streng linearen Stromanstieg. Die Sättigung würde erst bei noch höheren Drehzahlen auftreten, und zur Erhöhung der Stromstärke müßte man dann gleichzeitig die Sprühspannung erhöhen.

Berechnet man aus dem Neigungswinkel der Geraden in Fig. 3 die Oberflächendichte σ der Elektrizität auf den beiden Transportbändern, so kommt man auf $1,75 \cdot 10^{-9}$ Coul./cm², also 80 % des theoretischen Höchstwertes ($2,2 \cdot 10^{-9}$ Coul./cm² bei 25 kV/cm Luftfestigkeit). Dieser Beladungswert ist, verglichen mit anderen Generatoren, wiederum verhältnismäßig hoch und zeigt auch hier die gute elektrische Eignung des Astralonbandes.

2. Die Stromstärke bei Hochspannung. Die obigen Messungen galten für geerdeten Generator. Bei Hochspannungsbetrieb werden die von der Hochspannungskugel abgenommenen Nutzstromstärken i kleiner sein als die Kurzschlußstromstärken i_0 , da mit wachsender Spannung Verluste aller Art auftreten. Wenn also z. B. während des Betriebes Funken in regelmäßiger Folge zur Gegenkugel überschlagen, wird die mittlere Stromstärke i dieser

Funkenfolge kleiner sein als die Stromstärke i_0 , die tatsächlich den Bändern zugeführt wird, und die Verluststromstärke i_v wird gleich $i_0 - i$ sein.

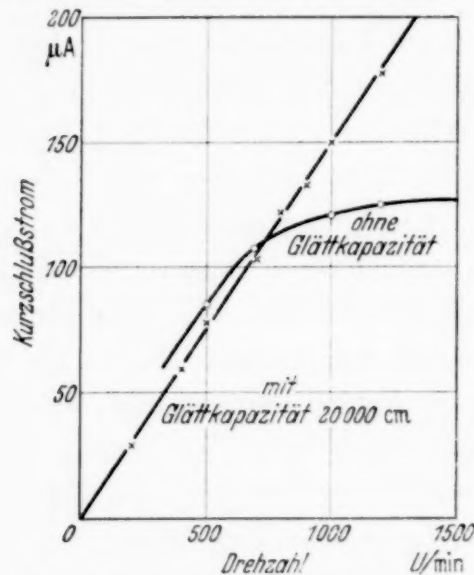


Fig. 3. Kurzschlußstrom als Funktion der Drehzahl.

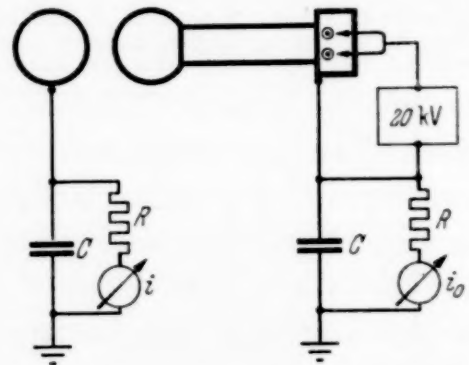


Fig. 4. Schaltung für Messung des Verluststromes $i_v = i_0 - i$.

Die Messung dieses i_v wurde gemeinsam mit Herrn Dr. Becker nach einer Schaltung gemäß Fig. 4 durchgeführt. Die Kapazitäten $C = 50 \mu F$ und Drosselwiderstände $R = 0,2 M\Omega$ glätten die von der Funkenfolge herrührenden Stromstöße soweit, daß das Gleichstrominstrument der Gegenkugel einen nur wenig schwankenden, gut ablesbaren Ausschlag zeigt, falls die Zeitkonstante $RC = 10 \Omega \cdot \text{Farad} = 10 \text{ Sekunden}$ genügend groß ist gegenüber dem Zeitabstand zweier Funken. Die Kapazität und der Widerstand beim Instrument zur i_0 -Messung sollen dieses lediglich vor gelegentlichen Entladungsrückschlägen längs des Bandes schützen, sind also im Prinzip unnötig. Die Schaltung ist so beschaffen, daß das i_0 -Instrument lediglich den von den Bändern aufgenommenen Strom anzeigt; bei stillstehenden Bändern gibt das Instrument trotz laufender Aufsprühvorrichtung tatsächlich keinen Ausschlag.

Fig. 5 zeigt ein Beispiel für die Messung des Verluststromes i_v , wenn durch Regelung der Drehzahl der Aufsprühstrom konstant auf $i_0 = 40 \mu A$ gehalten wird. Bei geerdeter Hochspannungskugel ($s = 0$) ist $i = i_0$, und der Verluststrom verschwindet: $i_v = 0$. Mit wachsender Schlagweite und Spannung steigt dann i_v zuerst langsam, später schneller an, ist aber selbst bei 25 cm Schlagweite (etwa 600 kV) noch kleiner als 10 % von i_0 .

Bei noch höheren Spannungen scheint das so gemessene i_v trotz rasch wachsender Koronaverluste langsamer als erwartet anzusteigen, vermutlich weil diese Koronaströme teilweise wieder von der geerdeten Gegenkugel angesaugt und als scheinbarer Nutzstrom mitgemessen werden.

Die Tatsache, daß 35 cm Schlagweite oder etwa 800 kV mit ganz kleinen Bandgeschwindigkeiten ($i_0 = 40 \mu\text{A}$ bedeutet 1,4 m/sec) erreicht werden, sowie die Kleinheit des Verluststromes sind ein Beweis für die gute Isolation des Pertinaxrohres und der Astralonbänder.

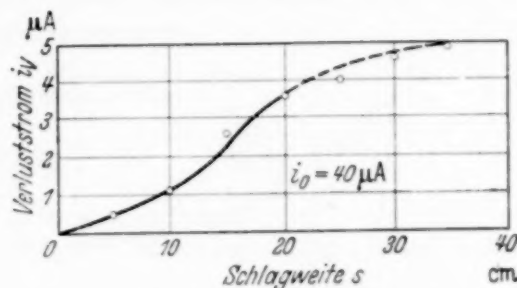


Fig. 5. Verluststrom bei $i_0 = 40 \mu\text{A}$ als Funktion der Schlagweite s zwischen 1 Meter-Kugeln.

3. Spannungsmessung. Aus obigen Messungen des Nutzstromes i ergibt sich zugleich die Möglichkeit einer indirekten Spannungsmessung. Wenn man bei gegebener Funkenschlagweite s die Zahl N der Funken pro Sekunde und die Kapazität C der Hochspannungskugel bestimmt, so gilt für die Spannung im Augenblick des Überschlags: $V = \frac{i}{N \cdot C}$. Hierbei sind i, N, C Funktionen der Schlagweite s .

Die Kapazität C der Hochspannungskugel H als Funktion des Abstandes s der geerdeten Gegenkugel E wurde bei 1000 Hertz mit einer Wechselstrom-Brückenschaltung gemäß Fig. 6 gemessen. R, R sind Widerstände von je $0,2 \text{ M}\Omega$. C' ist die Zusatzkapazität der Umgebung der Hochspannungskugel (Zimmerwände usw.).

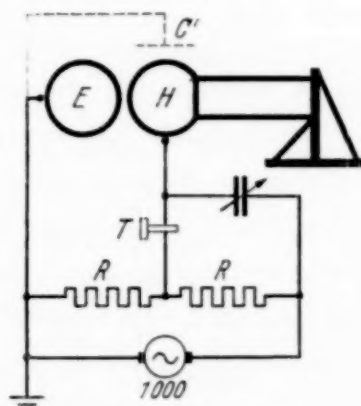


Fig. 6. Schaltung zur Messung der Kapazität der Hochspannungskugel H . (T Telefon.)

Fig. 7 zeigt als ausgezogene Kurve das Meßergebnis für die Kapazität. Für $s = \infty$ strebt die Kapazität einem Grenzwert zu, der wegen der Zusatzkapazität C' etwas größer ist als der Vakuumwert der Kapazität einer Meterkugel ($= 55 \mu\text{F}$). Die punktierte Kurve gibt die Zahl N der Funken pro Sekunde. Für $s > 35 \text{ cm}$ ist N nicht mehr angebar, da eine regelmäßige Funkenfolge nicht mehr zustande kommt.

Aus den so ermittelten Kurven für i, C, N ergibt sich dann die gesuchte Spannung $V = \frac{i}{N \cdot C}$ als Funktion der Schlagweite s . Fig. 8 zeigt als ausgezogene Kurve das Ergebnis dieser Messungen, während die Eichkurve

der Kugelfunkenstrecke¹⁾ punktiert eingetragen ist. Erwartungsgemäß ist die Übereinstimmung für kleine und mittlere Schlagweiten vollkommen, während für größere Schlagweiten die Meßwerte etwas unter der Eichkurve liegen, vermutlich weil die Überschläge zwischen den nicht polierten Kugeln

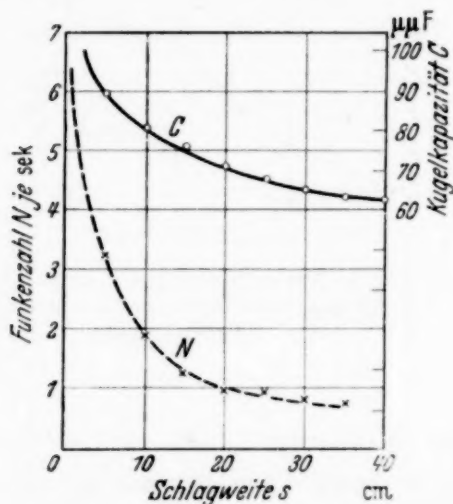


Fig. 7. Kugelkapazität C und Funkenzahl N pro sec.

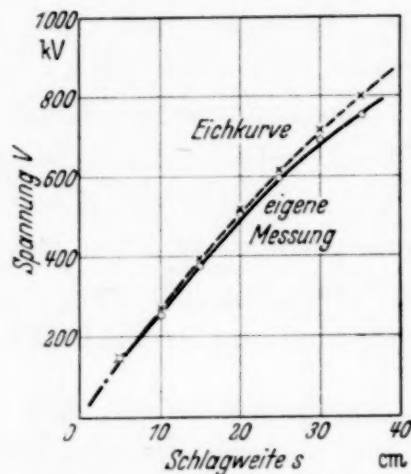


Fig. 8. Spannung V des Generators und Eichkurve.

ein wenig häufiger erfolgen als zwischen exakt gearbeiteten Meßkugeln. Die Abweichungen steigen aber auch hier nur bis 5,5 % an.

Die höchste mit dieser Methode gemessene Spannung liegt bei 865 kV. Da aber die Methode an das Vorhandensein einer regelmäßigen Funkenfolge gebunden ist, stellt dieser Wert noch nicht die mit dem Generator erreichbare Höchstspannung dar. Diese wurde mit der vorher erwähnten Methode von Pauthenier ermittelt, die allerdings wegen der Nähe der (geerdeten) Zimmerdecke etwas zu hohe Spannungen ergibt. Die bei trockener Zimmerluft erreichte tatsächliche Höchstspannung liegt etwas unter 1000 kV.

Zusammenfassung.

In Abschnitt I wird ein kleines Versuchsmodell des Generators beschrieben. Die Erprobung der Bandmaterialien führt dazu, Bänder aus Astralonfolie anzuwenden. Im Abschnitt II wird der für ein Laborzimmer normaler Größe gebaute Generator beschrieben, der im Gegensatz zur üblichen Bauart horizontal liegt. Im Abschnitt III werden die am Generator vorgenommenen Messungen beschrieben, und seine Haupteigenschaften mitgeteilt.

Herrn Dr. Becker danken wir für die Mithilfe bei der Messung der Verlustströme und Spannungen.

¹⁾ W. Weicker, E. T. Z. 59, 1064, 1938.

Intensität und Querschnittsverteilung der langwelligen Ultrarot-Strahlung ($300\ \mu$) des Quecksilberhochdruckbogens *).

Von W. Dahlke in Jena.

Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 2. August 1939.)

Aus dem Spektrum verschiedener Quarzquecksilberlampen wird mit Hilfe von Filtern ultrarote Strahlung von etwa $300\ \mu$ mittlerer Wellenlänge abgesondert. Die Intensität dieser Strahlung wird als Funktion des Hg-Dampfdrucks, der Belastung und des Durchmessers der Lampen gemessen. Ferner wird die Verteilung der UR.-Emission über den Lampenquerschnitt untersucht, und schließlich die Gesamtintensität der langwelligen Strahlung einer Hg-Lampe abgeschätzt.

Untersuchungen im ultraroten Spektrum werden immer schwieriger, je weiter man nach langen Wellen vorzudringen sucht. Die Intensität der bei den längsten Wellen als Strahlungsquelle dienenden Quarzquecksilberlampe wird besonders jenseits $250\ \mu$ sehr gering. Der Wunsch, diese Intensität zu steigern, läßt die Frage nach Parametern, von denen die Strahlungsausbeute abhängt, hervortreten. Für den sichtbaren Teil des Spektrums ist dieses Problem vollständig gelöst¹⁾: Drei wesentliche Faktoren, der Durchmesser der Entladungsröhre, die pro cm Bogenlänge zugeführte Leistung und der in der Entladung herrschende Dampfdruck bestimmen die Lichtausbeute der Quecksilberhochdruckentladung.

Der Einfluß von Belastung und Dampfdruck auf die UR-Strahlungsausbeute ist bereits mehrfach, zuletzt von Koch²⁾, untersucht worden. Zur Veranschaulichung dieser Zusammenhänge sei das Ergebnis eigener Messungen, die sich auf einen etwas ausgedehnteren Meßbereich erstrecken, in dem Leistungsdiagramm Fig. 1 dargestellt. Hierin sind in logarithmischem Maßstab die UR-Strahlung in mm Ausschlag (die unten, Fig. 2, beschriebene Versuchsanordnung wurde noch durch ein Zusatzfilter ergänzt, bestehend aus 2 mm geschmolzenem Quarz, sehr stark berußt) und die zugehörige Belastung in Watt/cm für eine Quarzlampe von 70 mm Bogenlänge und 15 mm Durchmesser mit Quecksilberelektroden, an deren Kathode ein Hg-Manometer angeschmolzen war, als Funktion des Hg-Dampfdrucks aufgetragen. Weiter sind vermerkt je ein Meßpunkt für zwei Osram-Lampen

*) Habilitationsschrift der Universität Jena.

¹⁾ Vgl. W. Uyterhoven, Elektrische Gasentladungslampen, Springer 1938, S. 270. — ²⁾ B. Koch, Ann. d. Phys. **33**, 335, 1938.

mit aktivierten Elektroden: Hg H 1964 (etwa 10 Atm. Druck, 6 mm Durchmesser, 40 mm Bogenlänge) und Hg B 500 (umgerechneter Meßpunkt von Koch, etwa 50 Atm. Druck, 30 mm Durchmesser, 6 mm Bogenlänge). Die Intensität der langwelligen Strahlung nimmt, wie das Leistungsdiagramm zeigt, mit wachsender Belastung und wachsendem Dampfdruck zunächst schnell zu. Oberhalb $5 \cdot 10^2$ Torr und 33 Watt/cm Belastung wird dieser Intensitätsgewinn kleiner. Die in Fig. 1 gestrichelt gezeichnete Extra-

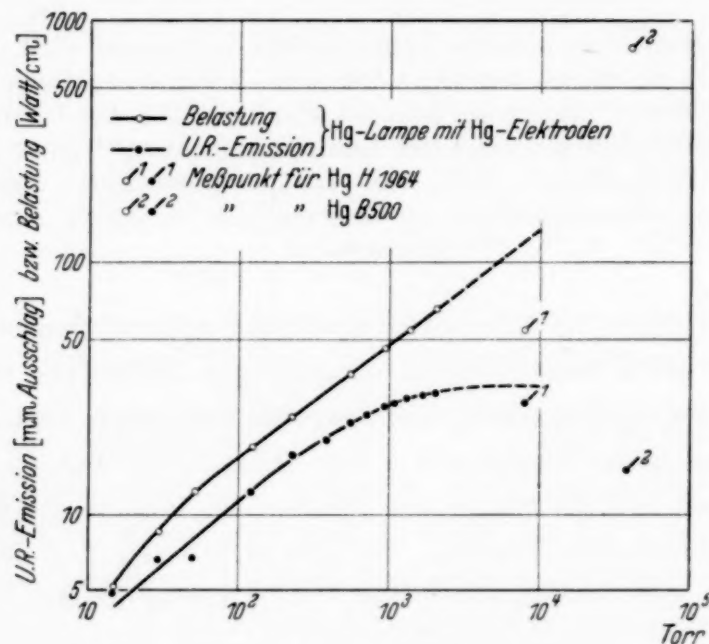


Fig. 1. Leistungsdiagramm.

polation der Kurven nach höheren Drucken liefert für die langwellige Strahlung noch unterhalb 10^4 Torr einen Maximalwert. Die beiden Meßpunkte für die Osram-Lampen sprechen auch unter Berücksichtigung ihrer größeren Fehlergrenzen, die durch die abweichende Bauart bedingt sind, dafür, daß dieser Maximalwert selbst bei noch höheren Drucken und Belastungen nicht wieder überschritten wird. Eine Veränderung der Kühlverhältnisse, insbesondere an den Elektroden der Lampe, wirkt sich in folgender Weise auf das Leistungsdiagramm aus: Durch Verstärken der Kühlung und entsprechende Vergrößerung der Belastung von 33 auf 100 Watt/cm wird schon bei einem kleineren Druck von $5 \cdot 10^2$ Torr nahezu dieser Maximalwert der Strahlungsintensität erreicht. Verringert man dagegen die Kühlung, indem man z. B. zu der Normallampe von Osram ¹⁾ mit aktivierten Elektroden übergeht, so kommt man dem Maximalwert

¹⁾ H. Krefft, F. Rössler u. A. Rüttenauer, ZS. f. techn. Phys. **18**, 20, 1937.

schon bei der niedrigen Belastung von 25 Watt/cm aber etwas höherem Druck von $11 \cdot 10^2$ Torr nahe. Die Normallampe bietet infolge ihrer geringen Belastung und Wärmeentwicklung den praktischen Vorteil nur schwacher Verunreinigung der Strahlung durch kurzwellige Komponenten; außerdem sind die Temperaturschwankungen der Lampenumgebung verhältnismäßig gering.

Nach diesem Überblick über die Abhängigkeit der UR-Strahlungsausbeute vom Dampfdruck und der Belastung soll nunmehr auf die Untersuchung von Lampen mit verschiedenem Querschnitt, aber gleicher Belastung und gleichem Dampfdruck eingegangen werden. Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 2. H_1 und H_2 sind Parabolspiegel von 25 cm Durchmesser und 13 cm Brennweite. Im Brennpunkt von H_1 befindet sich die kontrahierte Bogensäule der Quarzquecksilberlampe L , im Brennpunkt



Fig. 2. UR-Versuchsanordnung.

von H_2 die Mollsche lineare Thermosäule T , auf deren Empfangsfläche zur Steigerung der Empfindlichkeit eine dicke Schicht Ruß aufgetragen wurde, der in Alkohol geschlemmt war. Vor der Empfangsfläche befand sich eine Blende von 20 mm Höhe und 4 mm Breite. Zum Schutz gegen Luftdruckschwankungen wurde die Thermosäule in ein luftdichtes Kupfergehäuse mit einem 5 mm dicken Fenster aus kristallinem Quarz eingeschlossen. Der Thermostrom wurde mit einem Zernike-Galvanometer (Zc) mit 15 Ohm Widerstand gemessen. Der Skalenabstand betrug 5 m, die Einstellzeit 10 bis 15 sec. Mit Hilfe der Blechkappe K konnte die Strahlung unterbrochen werden. Im Strahlengang befanden sich als Filter die drei schwarzen Papiere P_1 , P_2 , P_3 und 1 mm Paraffin P_4 . Bei Verwendung der Quecksilbernornallampe von Osram als Strahlungsquelle L_N betrug der Ausschlag etwa 64 mm. Die Durchlässigkeit von 5 mm Steinsalz ergab sich zu 0 %, von 2 mm geschmolzenem Quarz zu 60 %. Die Filterkombination war also undurchlässig für kurzwellige Verunreinigungen. Aus dem gemessenen Wert für die Durchlässigkeit von Quarz und auch aus späteren Versuchen mit spektral zerlegter Strahlung ergab sich für die hindurchgelassene Strahlung eine mittlere Wellenlänge von etwa 300 μ .

Als Strahlungsquellen dienten ferner die Quarzlampen L_1 , L_2 , L_3 mit Quecksilberelektroden. Bei allen drei Lampen betrug die Brennspannung etwa 130 Volt, die Stromstärke 2,8 Amp., die Bogenlänge 10 cm und der Rohrdurchmesser in der Nähe der Elektroden 10 mm. Bei L_1 war der Rohrquerschnitt in der Mitte in einer Länge von 3 cm auf etwa $2 \times 10 \text{ mm}^2$ verengt. Bei L_2 erweiterte sich das Rohr in der Mitte zu einer Kugel von 30 mm Durchmesser, bei L_3 zu einer Kugel von 55 mm Durchmesser. Um bei L_3 eine Kondensation des Quecksilbers an der Kugelwand zu vermeiden, wurde die Kugel mit einigen Windungen Widerstandsdraht umwickelt und elektrisch geheizt.

Zunächst wurde die UR-Strahlung der vier Lampen L_1 , L_N , L_2 , L_3 bei genauer Abbildung der kontrahierten Bogensäule auf den Spalt der Thermosäule gemessen. In Tabelle 1 sind Innendurchmesser, Dampfdruck

Tabelle 1. UR-Emission von vier Hg-Lampen mit verschiedenen Durchmessern.

	L_1	L_N	L_2	L_3
Durchmesser in mm	2	18	30	55
Dampfdruck in Torr	600	1100	600	600
Belastung in Watt/cm	36	24	36	36
Gesamtstrahlung in mm	50	64	72	80
Bogenstrahlung in mm	18	51	50	50
Quarzstrahlung in mm	32	13	22	30

und Belastung der Lampen sowie die Ausschläge für die UR-Gesamtstrahlung und ihre beiden nach der Rubensschen Abschaltmethode gewonnenen Komponenten, Bogen- und Quarzstrahlung, zusammengestellt.

Wie zu erwarten war, ist die Quarzstrahlung im wesentlichen durch die Wandtemperatur bestimmt. Die Quarzstrahlung von L_2 ist wegen der höheren Belastung stärker als bei L_N . Noch größer ist sie bei L_3 mit der von außen geheizten Quarzkugel und am erheblichsten bei der Kapillarlampe L_1 , wo die Quarzwand infolge des enganliegenden Lichtbogens rot glüht. Dagegen weist die Bogenstrahlung einen Gang mit dem Durchmesser auf. Während die Bogenstrahlung der Lampen L_N , L_2 , L_3 mit 18 bis 55 mm Durchmesser praktisch gleich groß ist, erreicht sie bei der Kapillarlampe L_1 nur etwa $\frac{1}{3}$ dieses Wertes. Zusammenfassend erhält man aus der Untersuchung des Leistungsdiagramms (Fig. 1) und der letzten Messung (Tabelle 1) folgendes Ergebnis: Die Quecksilberhochdruckentladung weist die günstigsten Strahlungseigenschaften im langwelligen

Ultrarot bei etwa 20 mm Durchmesser, 10^3 Torr und 25 Watt/cm Belastung auf. Diese Bedingungen sind bei der Normallampe von Osram praktisch erfüllt.

Um Aufschluß über die Verteilung der UR-Emission innerhalb eines Rohrquerschnitts zu bekommen, wurden in der Versuchsanordnung Fig. 2 die Lampen L_2 und L_3 aus ihrer ursprünglichen Stellung mit einer Mikrometerschraube senkrecht zum Strahlengang verschoben. Die nunmehr gemessenen Ausschläge sind in der Fig. 3 und 4 in Abhängigkeit von der Lampenverschiebung aufgetragen. Da sich die Quarzstrahlung bei der

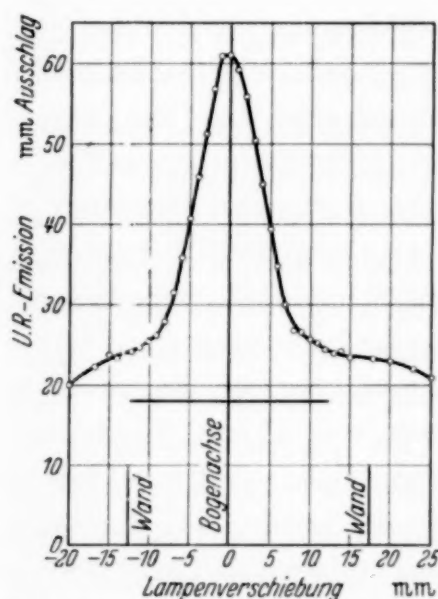


Fig. 3. UR-Emissionsverteilung in der Kugellampe L_2 , 30 mm ϕ .

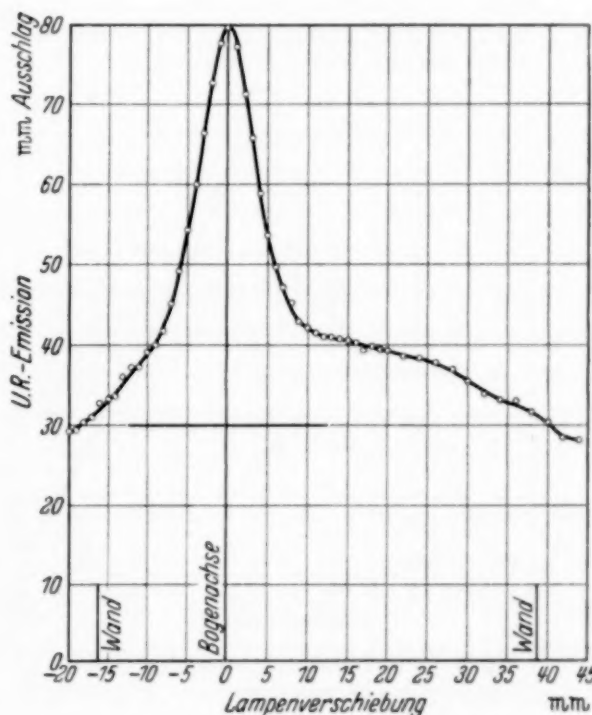


Fig. 4. UR-Emissionsverteilung in der Kugellampe L_3 , 55 mm ϕ .

Verschiebung aus geometrischen Gründen nur wenig ändert, ist sie näherungsweise als Gerade durch ihren Wert am Maximum der Gesamtstrahlung eingezeichnet. Die Verteilung der Bogenstrahlung hat bei beiden Lampen nahezu die Gestalt eines gleichschenkligen Dreiecks von 10 mm Halbwertsbreite. In 9 mm Abstand von der Entladungsachse beträgt die Bogenstrahlung etwa $\frac{1}{5}$ ihres Maximalwertes, um mit weiter zunehmendem Abstand wesentlich langsamer abzusinken. Die Umsymmetrie rührt daher, daß die Bogenachse nicht mit der Mitte der Lampe zusammenfiel.

Allerdings kann man aus den gemessenen Kurven noch nicht unmittelbar auf die wahre Verteilung in den Lampen schließen. Man muß zu diesem Zweck den Einfluß des Öffnungswinkels und der Abbildungsfehler der

Hohlspiegel, der Spaltbreite der Thermosäule sowie der Streuwirkung der im Strahlengang befindlichen Filter auf die Gestalt der Verteilungskurve abschätzen. Diese Aufgabe wird wesentlich einfacher, wenn man eine Versuchsanordnung wählt, bei der auf jede optische Abbildung verzichtet

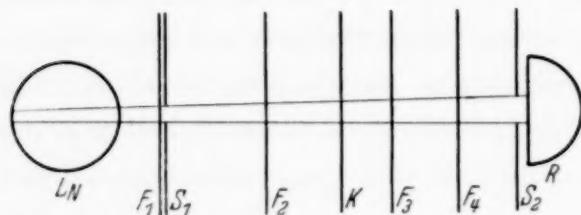


Fig. 5. Anordnung zur Untersuchung der UR-Emissionsverteilung in der Normallampe.

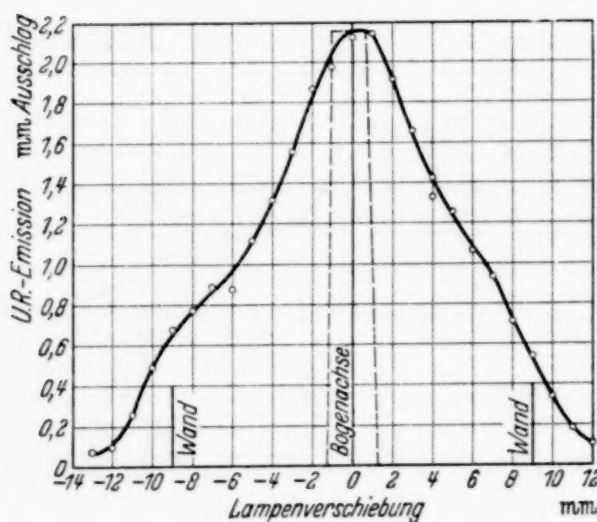


Fig. 6. UR-Emissionsverteilung in der Normallampe.

von 5 mm und eine Höhe von 20 mm. Die Empfindlichkeit des Instruments für das langwellige Ultrarot war bei 8 sec Einstellzeit etwa fünfmal größer als bei dem oben beschriebenen System Thermosäule-Galvanometer. Als Strahlungsfiler dienten die schwarzen Papiere F_1 , F_2 , F_3 und eine 2 mm dicke Platte aus geschmolzenem Quarz F_4 . Außerdem befanden sich im Strahlengang fünf Blenden, die störende Reflexionen an den Spalten und die unerwünschte Streustrahlung von F_2 und F_3 beseitigten. Diese Methode erlaubt es, ein wohldefiniertes schmales und nahezu paralleles Strahlenbündel auszusondern, liefert aber naturgemäß sehr geringe Intensitäten. Doch stand das Meßinstrument trotz des geringen Abstandes zwischen ihm und der Lampe so ruhig, daß die Strahlung gut meßbar war. Mit

¹⁾ Das Radiometer ist von O. Maar gebaut worden. ZS. f. Phys. **113**, 415, 1939.

wird, und die in Fig. 5 wiedergegeben ist. Mit Hilfe der senkrechten Spalte S_1 , S_2 wurde aus der Strahlung der senkrecht brennenden Normallampe L_N , die auf einem Schlitten parallel zu den Spaltebenen, also senkrecht zum Strahlengang verschiebbar war, ein paralleles Strahlenbündel herausgeschnitten und dessen UR-Intensität mit einem Radiometer R gemessen. Der Spalt S_1 war wassergekühlt, 1,5 mm breit und 40 mm hoch. Sein Abstand von der Lampenwandung betrug 10 mm. S_2 war ein einfacher Spalt von 2,2 mm Breite und 20 mm Höhe mit 80 mm Abstand von der Lampe. Der die Strahlung auffangende Flügel des Radiometers R ¹⁾ hatte eine Breite

einer Steinsalzplatte wurde festgestellt, daß die Strahlung kurzwellige Verunreinigungen nicht enthielt. Durch Abschaltmessungen ließ sich selbst am Rande der Lampe keine Quarzstrahlung mehr feststellen. Der Ausschlag in mm ist als Funktion der Lampenverschiebung in Fig. 6 aufgetragen. Die gefundene Kurve hat eine Halbwertsbreite von 11,4 mm und besitzt nahezu die Form eines gleichschenkligen Dreiecks.

Um ein Urteil über den Einfluß der endlichen Spaltbreite auf diese Verteilungskurve zu ermöglichen, ist in Fig. 6 gestrichelt diejenige Verteilung eingezeichnet, die entstehen würde, wenn allein die Achse der Bogenentladung strahlte. Man sieht, daß

dieser Einfluß verhältnismäßig gering ist. Um festzustellen, ob sich etwa trotz der eingefügten Blenden noch störende Reflexionen an den Spaltwänden bemerkbar machten, wurde die Messung mit dem sichtbaren Licht derselben Lampe wiederholt, da die Verteilung für die stärksten Linien des sichtbaren Gebietes bekannt ist. Die Breite der

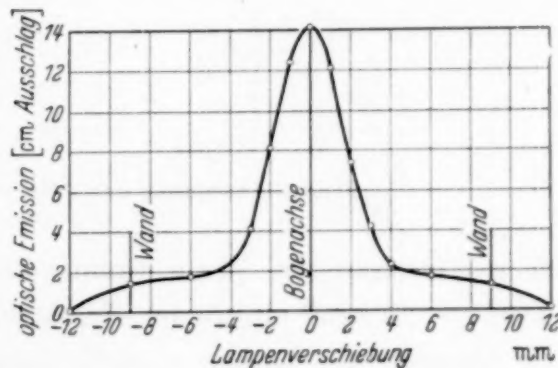


Fig. 7. Optische Emissionsverteilung in der Normallampe.

Spalte blieb unverändert, die Höhe mußte, um zu große Ausschläge zu vermeiden, bei S_1 auf 0,8 mm, bei S_2 auf 1,6 mm verringert werden. Nach Entfernen der Filter F_1, F_2, F_3 wurde an Stelle von F_2 ein 3 mm dickes Glasfilter (Schott BG 21) eingefügt. Dieses Filter absorbiert im Ultraroten und Ultraviolett sehr stark, so daß die hindurchgelassene Strahlung praktisch nur aus den bekannten Hg-Linien 3126 bis 5770 Å besteht. Die in Fig. 7 gezeichnete Verteilungskurve hat eine Halbwertsbreite von 4,2 mm, in hinreichender Übereinstimmung mit den Messungen von Fischer und König sowie Rössler¹⁾.

Demnach können nur Beugung und Streuung, die beim sichtbaren Licht keine Rolle spielen, im Ultrarot Fehler hervorrufen. Die Beugung läßt sich genau berechnen. Nur die Beugung am Spalt S_1 kann für die Form der Verteilungskurve etwas ausmachen. Seine Breite ist das Fünffache der mittleren Wellenlänge. Es wurde nun angenommen, daß die wahre Verteilungskurve die Gestalt eines gleichschenkligen Dreiecks mit 10 mm Halbwertsbreite habe und graphisch die Verzerrung durch die Beugung

¹⁾ E. Fischer u. H. König, Phys. ZS. **39**, 313, 1938; F. Rössler, ZS. f. Phys. **110**, 352, 1938.

ermittelt. Die erhaltene Kurve wich nur wenig von einem Dreieck ab und hatte eine Halbwertsbreite von 11,3 mm, also fast in Übereinstimmung mit der experimentellen Kurve. Durch die Beugung erscheint die Kurve also um etwa 13 % verbreitert.

Während die Streustrahlung der Filter F_2 und F_3 im wesentlichen von den Blenden abgefangen werden mußte, konnte die im Spalt S_1 von dem Filter F_1 gestreute Strahlung ins Empfangsinstrument gelangen und Fehler verursachen. Dieser Fehler wurde mit Hilfe der Versuchsanordnung Fig. 8 abgeschätzt. Die Normallampe L_N wurde durch den Hohlspiegel H_1



Fig. 8. Anordnung zur Untersuchung der Streuverluste.

(25 cm Durchmesser, 13 cm Brennweite) auf das Radiometer R (Flügel-
fläche $5 \times 20 \text{ mm}^2$) abgebildet. F_1, F_2, F_3, F_4 sind die obengenannten Filter. Der Abstand der Lampe vom Hohlspiegel betrug 130 cm. F_1 wurde an zwei Stellen I, II in den Strahlengang gebracht und jedesmal die Durchlässigkeit bestimmt. Der Abstand von I zum Hohlspiegel betrug 125 cm, von II zum Hohlspiegel 39 cm. Die Durchlässigkeiten ergaben sich zu $D_I = 76 \%$, $D_{II} = 60 \%$. Im Falle I trifft fast die gesamte Strahlung, die von F_1 aus auf den Hohlspiegel fällt, die Empfangsfläche des Radiometers, praktisch wird also die gesamte Streustrahlung mitgemessen. Im Falle II dagegen erfüllt der zum Empfänger gelangende Teil der Streustrahlung, wie eine einfache Überlegung zeigt, nur einen räumlichen Winkel von etwa $30^\circ \times 110^\circ$ um die Richtung der einfallenden Strahlung. Dieser Umstand bewirkt eine scheinbare Abnahme der Durchlässigkeit um $\frac{1}{5}$ ihres Wertes. Höchstens dieses Fünftel der Strahlung erfährt also in F_1 eine seitliche Ablenkung von mehr als $1,50$ aus seiner ursprünglichen Richtung. Zum Vergleich werde diesem Einfluß der Streuung derjenige der bereits betrachteten Beugung gegenüber gestellt. Von der durch S_1 (Fig. 5) hindurchtretenden Strahlung werden mindestens $\frac{3}{5}$ — etwa das Dreifache wie durch Streuung — stärker als $1,50$ abgelenkt. Hieraus läßt sich auch ohne genaue Kenntnis der Streuverteilung mit Sicherheit schließen, daß die Streufehler klein gegen die Beugungsfehler sind.

Auch die Berücksichtigung von Absorptions- und Reflexionsverlusten an der Lampenwandung dürfte auf den Verlauf der Verteilung nur von

geringem Einfluß sein, denn trotz der Verschiedenheit dieser Wandverluste bei den Lampentypen L_N bzw. L_2 und L_3 beträgt die UR-Intensität des Bogens in 9 mm Abstand von der Entladungsachse fast übereinstimmend $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$ des Maximalwertes in der Achse.

Die Hauptfehler der gemessenen Verteilung (Fig. 6) dürften also durch das Anbringen der Beugungskorrektur beseitigt worden sein. In Fig. 9 sind daher das Mittel aus den beiden Zweigen der gemessenen Verteilungskurve und die hieraus durch die genannte Entzerrung gewonnene endgültige Verteilungskurve gezeichnet. Die UR-Emission sinkt mit zunehmendem Achsenabstand ziemlich gleichmäßig bis auf 50 % des Maximalwertes in 4,7 mm Entfernung von der Lampenachse ab. Dann wird der Abfall etwas geringer, so daß die Intensität in 8 mm Achsenabstand noch 28 % beträgt. An der Quarzwand selbst erreicht die Emission etwa $\frac{1}{5}$ ihres Maximalwertes. Ein Vergleich dieser Verteilung mit den in ähnlicher Weise durch Ausblendung eines schmalen Bündels aufgenommenen Verteilungskurven für die Linien und Kontinua des sichtbaren und ultravioletten Spektrums¹⁾ liefert keine unmittelbaren Zusammenhänge oder Zuordnungen. Die optischen Verteilungen haben entweder eine viel kleinere Halbwertsbreite von 3 bis 4 mm, oder sie weisen in der Nähe der Lampenwand ein zweites Maximum auf. Bemerkenswert ist lediglich folgende Übereinstimmung: Der weißleuchtende Bogen ist mit einer dem Auge bei den Lampen L_2 und L_3 besonders auffallenden blaugrünen Hülle umgeben, die mit ihrem Außendurchmesser von etwa 20 mm gerade den Bereich überdeckt, auf den auch die UR-Emission im wesentlichen beschränkt ist.

Zum Abschluß sei erwähnt, daß man durch Vergleich der relativen Höhen der Verteilungskurven Fig. 6, 7 die von der Normallampe ausgestrahlte absolute UR-Intensität abschätzen kann, wenn man die von Rössler²⁾ gemessenen Werte für die absolute Intensität des optischen Hg-Spektrums benutzt. Setzt man für die einzelnen Filter ihre mittlere

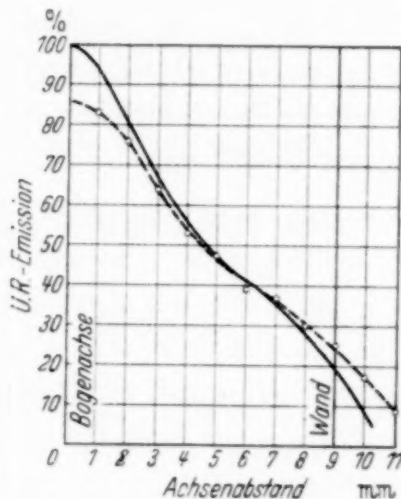


Fig. 9. UR-Emissionsverteilung in der Normallampe gemittelt.

— · — gemessen,
— korrigiert (Beugung).

¹⁾ E. Fischer u. H. König, Phys. ZS. **39**, 313, 1938; F. Rössler, ZS. f. Phys. **110**, 352, 1938. — ²⁾ F. Rössler, Ann. d. Phys. **34**, 1, 1939.

Durchlässigkeit bei $300\ \mu$ ein, die in Versuchsanordnung Fig. 2 gemessen wurde, so ergibt sich für das Gesamt-UR-Emissionsvermögen der Normallampe nach allen Richtungen die Größenordnung 10^{-2} Watt. Die pro cm Bogenlänge abgestrahlte UR-Leistung, gleichzeitig der erwähnte Maximalwert im Leistungsdiagramm Fig. 1, besitzt also die Größenordnung 10^{-3} Watt/cm.

Es sei mir erlaubt, Herrn Prof. Dr. G. Hettner auch an dieser Stelle für zahlreiche wertvolle Diskussionen meinen ergebenen Dank auszusprechen. Ferner bin ich zu Dank verpflichtet dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff, für die Aufnahme in seinem Institut und insbesondere der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Berlin-Adlershof, für die Gewährung der Mittel zur Durchführung der vorliegenden Arbeit.

Jena, Physikalisches Institut der Universität, im Juni 1939.

Ganzzahligkeit in Raum und Zeit. I.

Von A. March und E. Foradori in Innsbruck.

(Eingegangen am 2. August 1939.)

Die Annahme, daß es grundsätzlich unmöglich ist, durch eine Einzelbeobachtung Abstände unterhalb einer gewissen Grenze l_0 festzustellen, führt den Meßakt zurück auf die Konstatierung von Koinzidenz oder Nichtkoinzidenz zweier Raumelemente. Durch derartige Meßakte läßt sich, wie gezeigt wird, zunächst ein idealer Maßkörper und eine ideale Uhr herstellen, die beide ganzzahlig geeicht sind. Abstands- bzw. Zeitmessungen mit Hilfe dieser Vorrichtungen ergeben stets ganzzahlige Vielfache von l_0 bzw. $t_0 = l_0/c$. Die Ergebnisse oft wiederholter Messungen lassen sich durch einen Vektor darstellen, aus dem sich wiederum ein skalares „statistisches“ Abstands- bzw. Zeitmaß ableiten läßt.

Einleitung. Wir haben in vorausgegangenen Arbeiten ¹⁾ die — heute wohl schon vielfach geteilte — Ansicht vertreten, daß der tiefere Grund der scheinbar unlösbaren Schwierigkeiten, in die man sich beim Versuch einer quantenmechanischen Feldtheorie verwickelt, in der Verwendung eines den tatsächlichen Meßmöglichkeiten nicht angepaßten Raum-Zeitbegriffes zu suchen sei. Dieser Begriff versagt in der Anwendung auf sehr kleine Gebiete, indem er das Auftreten von Divergenzen bewirkt, die eine widerspruchsfreie Beschreibung der Wirklichkeit verhindern. Wer sich über den physikalischen Ursprung jeder Metrik im klaren ist, wird das als ein Anzeichen nehmen, daß die Schulgeometrie einen wesentlichen Zug der Raum- und Zeitmessung verkennt und von Voraussetzungen ausgeht, die im wirklichen Meßvorgang nicht realisierbar sind.

Geht man diesen Voraussetzungen nach, so liegt es nahe, daran zu denken, daß die Ausmessung von Räumen unterhalb einer gewissen Größe auf Schwierigkeiten stoßen muß, weil uns nicht Maßstäbe beliebiger Kleinheit zur Verfügung stehen. Die Existenz eines kleinsten Maßstabes endlicher Größe bedeutet eine fundamentale Beschränkung der Meßmöglichkeiten, die sich vor allem dahin auswirken wird, daß der Begriff des Raumpunktes seine bisherige unmittelbare Bedeutung verliert und nur mehr auf Grund ziemlich umständlicher Operationen definiert werden kann. Es wird sich daher darum handeln, eine Raumtheorie zu entwickeln, die der erwähnten Beschränkung Rechnung trägt und in der alle Maßverhältnisse aus wirklich ausführbaren Messungen gewonnen werden. Nur so dürfen wir hoffen, eine Metrik zu erreichen, der sich die Wirklichkeit widerstandslos fügen wird.

¹⁾ Vgl. A. March, Naturwissensch. **26**, 649, 1938; E. Foradori, Grundgedanken der Teiltheorie. Leipzig, S. Hirzel, 1937.

Bei einer Untersuchung von der hier geplanten Art muß man sich stets den engen Zusammenhang von Geometrie und Physik vor Augen halten. Was a priori vorliegt, ist nicht der *metrische* Raum, sondern ein strukturloses Medium, in das erst mit Hilfe von Körpern und Lichtstrahlen eine Metrik eingetragen werden muß. Erst die Materie „formt“ den Raum. Daher wird der Aufbau der hier ins Auge gefaßten Geometrie von gewissen physikalischen Grundsätzen auszugehen haben, die eben für die Meßmöglichkeiten bestimmend sind, so daß mit der Geometrie bereits auch die physikalische Theorie in gewissen grundlegenden Zügen festgelegt wird. Von der zu entwickelnden Geometrie ist demnach wesentlich zu fordern, daß sie zusammen mit der physikalischen Theorie ein in sich widerspruchsfreies Ganzes bilden muß. Von dieser Theorie wird im folgenden allerdings nur insoweit die Rede sein, als es für die geometrischen Überlegungen unerlässlich ist. Wir gedenken jedoch in einer späteren Arbeit auf den physikalischen Teil des Problems ausführlich einzugehen.

Begrenzung der Meßmöglichkeiten. Wir stellen an den Ausgang unserer Überlegungen ein Prinzip, das die Nichtausführbarkeit gewisser Messungen behauptet. Wenn es wahr ist, daß wir in der Natur keine Körper finden, deren Ausdehnung unterhalb einer gewissen Größe l_0 liegt, so sind Abstände unterhalb l_0 durch Ausmessen mittels eines Maßstabes nicht erfaßbar. Das müßte indessen noch keine Schwierigkeit bedeuten, denn es wäre ja von vornherein denkbar, daß die Messung mittels eines Lichtstrahles gelingt, indem der Abstand aus der Zeit erschlossen wird, die der Strahl zum Durchlaufen der Strecke braucht. Wir wollen daher das Prinzip so fassen, daß auch eine derartige Möglichkeit ausgeschlossen wird, indem wir behaupten:

Es ist grundsätzlich unmöglich, auf Grund eines Einzelversuches, gleichgültig, mit welchen Mitteln er durchgeführt wird, Abstände unterhalb einer gewissen Größe l_0 festzustellen.

Eine solche Forderung kann natürlich nicht willkürlich erhoben werden, sondern muß im Einklang mit der noch zu entwickelnden physikalischen Theorie stehen, deren adäquate Darstellung durch die neue Geometrie ermöglicht werden soll. Diese Theorie darf nur eine Metrik von endlicher Auflösungskraft zulassen, indem sie z. B. unter anderem eine natürliche Begrenzung der Lichtwellenlänge vorsieht. Daß dem Begriff „Abstand“, der nach dem aufgestellten Satz im Bereich $< l_0$ durch einzelne Messungen nicht mehr erklärt werden kann, trotzdem stets ein bestimmter Sinn zukommt, kann erst weiter unten auseinandergesetzt werden. Es ist zu beachten, daß der Satz sich nicht auf Abstandsmessungen schlechthin bezieht, sondern lediglich behauptet, daß *Einzelmessungen* für Abstände

bestimmter Kleinheit versagen. Das hindert aber, wie sich zeigen wird, nicht, derartige Abstände auf Grund sehr vieler Einzelmessungen mit beliebiger Genauigkeit zu definieren.

Aus dem Satz folgt zunächst, daß Körper von der Größe l_0 für die Einzelbeobachtung unzerlegbar sind, genau wie im Mikroskop Objekte von bestimmter Kleinheit sich nicht mehr in ihre Teile auflösen lassen. Ein derartiger Körper sei daher als Elementarkörper oder Elementarpartikel und der zugehörige Raum als ein Raumelement bezeichnet. Wir müssen annehmen, daß kleinere Körper in der Natur nicht auftreten, weil anderenfalls, gemäß der späteren Theorie, unser Prinzip nicht zu Recht bestehen würde.

Wenn wir hier von der „Größe“ eines Raumelementes sprechen oder Raumgebiete ins Auge fassen, die „kleiner“ als ein Raumelement sind, so gebrauchen wir die unter Anführungszeichen gesetzten Ausdrücke vorerst im Sinne der klassischen Raumauffassung. Weiter unten wird sich herausstellen, daß der Begriff „Größe“ auf ein Raumelement nicht anwendbar ist und l_0 keineswegs einfach als „Ausdehnung“ der Elementarpartikel gedeutet werden darf. Wir wollen uns aber darum zunächst nicht kümmern, weil wir hier, unter Verzicht auf eine axiomatische Darstellung, die Absicht verfolgen, von der üblichen Raumauffassung auszugehen, um durch die Kritik ihrer Begriffe zu einer neuen Theorie vorzudringen.

Die Elementarpartikel realisiert ein Raumgebiet G , das in unserer Raumanalyse an Stelle des Raumpunktes das eigentlich primäre Element darstellt, während der Punkt erst als abgeleiteter Begriff auftritt. Bei einer wirklichen Messung handelt es sich niemals darum, die räumliche Beziehung zweier Raumpunkte, sondern immer, die von zwei Raumelementen festzulegen. Die Elemente müssen dabei durch Partikel realisiert sein; denn der leere Raum als solcher läßt sich nicht ausmessen.

Kontinuitätsverhältnisse. Mit der Annahme einer beschränkten Teilbarkeit des Raumes bestreiten wir keineswegs dessen Kontinuität. Verlassen wird hier bloß die Hypothese, daß der Raum ein Punktkontinuum sei, weil diese Vorstellung nur aufrechtzuerhalten wäre, wenn es ein dem mathematischen Punkt entsprechendes physikalisches Äquivalent gäbe. Wenn jedoch das oben aufgestellte Prinzip zutrifft, wonach Raumteile beliebiger Kleinheit grundsätzlich nicht — auch nicht unter idealen Versuchsbedingungen — durch Einzelbeobachtungen erfaßt werden können, so ist der mengentheoretische Raumbegriff als Darstellungsbasis für die Zwecke der Physik nicht geeignet, sondern es müssen die von der *Teiltheorie* bereitgestellten Mittel herangezogen werden, um die Kontinuitätsverhältnisse des Raumes richtig wiederzugeben. Der Unterschied gegenüber der mengen-

theoretischen Darstellung ist der, daß das Kontinuum nicht mehr durch Zusammensetzung aus letzten Elementen (Punkten), sondern umgekehrt durch Teilbarkeitseigenschaften beschrieben wird. Nur dieser Weg kann zu einer Raumtheorie führen, die den Boden des Beobachtbaren nicht verläßt. Denn alle Beobachtungen, welche irgendwelche Schlüsse auf die Raumstruktur zulassen, zeigen immer nur gewisse Teilbarkeitseigenschaften, niemals aber letzte punktartige Elemente.

Die (sehr einfache) mathematische Theorie dieser Kontinua wurde anderweit dargestellt ¹⁾. Insbesondere läßt sich auch ein Typus von Kontinua feststellen, der genau dem oben aufgestellten Prinzip der beschränkten Auflösbarkeit des Raumes Rechnung trägt.

Die Messung des Raumes.

Der elementare Meßakt. Beschränken wir uns zunächst auf den Raum so ist jede auf ihn bezügliche, mit Hilfe von Maßstäben durchzuführende Messung auf die folgende Aufgabe zurückführbar: Gegeben zwei durch Partikel realisierte Raumelemente A und B . Es ist der Abstand AB zu bestimmen, wobei als Meßmittel vorerst lediglich eine beliebige Anzahl weiterer Elementarpartikel zur Verfügung steht. Zur Lösung der Aufgabe werden wir zunächst ein Verfahren zu entwickeln haben, das die Zusammenstellung der Elementarpartikel zu größeren Maßstäben ermöglicht. Nehmen wir an, daß dies gelungen sei, so wird der nächste Schritt der sein, jenen Maßstab auszusuchen, dessen „Endpunkte“ mit A und B koinzidieren. Aber die Endpunkte des Maßstabes sind selber Partikel, so daß der Elementarakt einer jeden Messung in der Feststellung bestehen wird, ob zwischen zwei durch Partikel realisierten Raumelementen eine Koinzidenz stattfindet oder nicht. Nach unserem Prinzip ist das erstere der Fall, wenn der Abstand der Partikel unterhalb l_0 liegt, da ja dann die Teilchen in der Einzelbeobachtung voneinander räumlich nicht trennbar sind (womit nicht gesagt sein soll, daß sie sich dann voneinander überhaupt nicht unterscheiden lassen, es wird nur die Möglichkeit einer räumlichen Trennung bestritten).

Die Kennzeichnung einer Koinzidenz durch einen Partikelabstand $< l_0$ ist lediglich ein provisorischer Behelf, dem noch immer die Verwendung des klassischen Abstandsbegriffes zugrunde liegt. Wir dürfen uns mit ihr vorläufig deswegen begnügen, weil es innerhalb gewisser Grenzen korrekt ist, die Raumelemente als Kugeln vom Durchmesser l_0 im gewöhnlichen

¹⁾ E. Foradori, Grundgedanken der Teiltheorie. Leipzig, S. Hirzel, 1937.

Raum abzubilden und zwei Kugeln als koinzident zu betrachten, wenn sie sich ganz oder teilweise überdecken. Wir werden aber später ein Koinzidenzkriterium angeben, das von jeder bildlichen Veranschaulichung ganz unabhängig ist.

Ob zwei Partikel koinzidieren oder nicht, läßt sich durch den unmittelbaren Augenschein feststellen. Eine Koinzidenz liegt vor, wenn es unmöglich ist, die Teilchen räumlich getrennt wahrzunehmen. Die zugehörigen Raumelemente greifen dann ineinander. Wie weit sie ineinander greifen, ob eine vollständige oder nur teilweise Überdeckung stattfindet, läßt sich durch die Einzelbeobachtung nicht entscheiden.

Die Konstatierung einer Koinzidenz bildet den Grundakt einer jeden Messung. Außer ihm kennt unsere Metrik nur noch den des Zählens.

Herstellung eines Maßkörpers. Es handelt sich nun darum, wie sich mittels derartiger Meßakte eine Abstandsbestimmung durchführen läßt. Dazu ist vor allem die Herstellung eines Maßkörpers erforderlich, mit dem der zu messende Abstand verglichen werden kann. Sie gelingt auf Grund folgender Idee: Sind A und B zwei Partikel, so können wir stets A mit B durch eine zusammenhängende Kette von Partikeln verbinden. Zusammenhängend soll dabei heißen, daß jede Partikel der Kette mit den beiden Nachbarpartikeln durch je eine Koinzidenz verbunden ist. Wir bestimmen die *Mindestanzahl* der Partikel, die erforderlich ist, um eine solche Kette zu bilden. Diese Mindestzahl n der Kettenglieder (notwendig eine ganze Zahl) ist eindeutig durch die relative Lage von A und B bestimmt, ohne daß sie aber umgekehrt diese Lage eindeutig charakterisiert.

Nehmen wir jetzt einen aus sehr vielen Partikeln bestehenden starren Körper und wählen wir eines seiner Teilchen — es sei mit P_0 bezeichnet — als „Bezugspunkt“. Dann läßt sich jeder anderen Partikel P des Körpers eine bestimmte ganze Zahl n zuordnen, indem wir P und P_0 durch eine kürzeste Partikelkette verbinden und die Zahl ihrer Glieder feststellen. Partikel, die mit P_0 koinzidieren, erhalten also die Marke 0, solche, für die zur Verbindung mit P_0 die Zwischenschaltung einer Partikel erforderlich ist, die Marke 1 usw. Der auf solche Art in allen seinen „Punkten“ mit ganzzahligen Marken versehene Körper stellt einen Maßkörper dar, der nun zur Messung von Abständen verwendet werden soll.

Vorgang der Abstandsmessung. Es wurde bereits hervorgehoben, daß eine Abstandsmessung sich niemals auf zwei Raumpunkte, sondern immer nur auf zwei durch Partikel verwirklichte Raumelemente A und B beziehen kann. Seien also zwei solche Elemente gegeben. Wir bringen unseren Maßkörper heran und geben ihm eine solche Lage, daß A mit dem „Null-

punkt“ P_0 des Körpers koinzidiert. B wird dann mit irgendeiner anderen Körperpartikel zusammenfallen. Ist n die Nummer dieser Partikel, so betrachten wir $n \cdot l_0$ als Ergebnis der Messung. Wiederholen wir den Versuch unendlich oft, so wird das Ergebnis nicht immer dasselbe sein, sondern es wird n innerhalb eines gewissen Zahlbereiches variieren. Es läßt sich dabei leicht zeigen, daß die n -Werte des Bereiches sich höchstens um 4 voneinander unterscheiden können. Denken wir uns nämlich A und B durch eine kürzeste Partikelkette miteinander verbunden und sei n die Zahl ihrer Glieder. Nehmen wir als erstes Glied der Kette die Partikel P_0 , so ist das letzte, wenn wir es als ein Teilchen des Maßkörpers auffassen, eine Partikel mit der Nummer $n - 2$, so daß die Kette einer Messung mit dem Ergebnis $(n - 2) \cdot l_0$ entspricht. Ein kleinerer Meßwert ist unmöglich, da hierzu eine Verbindungskette mit weniger als n Gliedern erforderlich wäre. Nehmen wir andererseits zur kürzesten Kette, die sich zwischen A und B aufspannen läßt, noch A und B selbst hinzu, so erhalten wir eine Kette aus $n + 2$ Gliedern, die unter allen Umständen ausreichen muß, um die mit A und B koinzidierenden Maßkörperpartikel miteinander zu verbinden, so daß also die Messung niemals mehr als $(n + 2) \cdot l_0$ ergeben kann. Daraus ergibt sich die Behauptung, daß der Höchstunterschied der zu einem gegebenen Abstand gehörigen n -Werte gleich 4 ist.

Für den Fall, daß A und B einander so nahe sind, daß sie koinzidieren, bedarf unsere Meßanweisung noch einer Zusatzbestimmung. Es kann dann im Einzelversuch sich ergeben, daß die Partikel P_0 , wenn wir sie mit A zur Koinzidenz bringen, zugleich auch mit B koinzidiert, und daß gleichzeitig eine mit der Nummer 1 markierte Maßkörperpartikel sowohl mit A als auch mit B zusammenfällt. Dann läßt der Versuch zwei Auslegungen zu, nämlich: 1. A ist in P_0 , B in 1 oder aber 2. B ist in P_0 und A in 1. Das sind zwei entgegengesetzte Lagen, was wir dadurch zum Ausdruck bringen, daß wir das Meßergebnis durch die Werte $+1$ und -1 beschreiben. Der Wert -1 bedeutet also, daß sich im betrachteten Falle nicht entscheiden läßt, ob A rechts oder links von B liegt.

Es ist für die hier entwickelte Metrik charakteristisch, daß die Einzelmessung eines Abstandes s immer nur ein ganzzahliges Vielfaches von l_0 ergeben kann. Wir dürfen daher s als eine durch eine *Matrix* darstellbare Observable auffassen, der als Eigenwerte die Reihe der (mit dem Faktor l_0 versehenen) ganzen Zahlen, von -1 angefangen, entspricht. Diese Auffassung führt dazu, daß sich jeder relativen Lage von A und B ein *Vektor* zuordnen läßt. Denken wir uns nämlich, nach dem in der Quantenmechanik üblichen Verfahren, in einem unendlich-vielfimensionalen Raum ein ortho-

gonales Koordinatensystem gelegt, dessen Achsen den verschiedenen Eigenwerten von s entsprechen. Dann können wir eine gegebene relative Lage von A und B durch einen Vektor \mathbf{x} darstellen, dessen Komponenten c_i die Wahrscheinlichkeiten bedeuten, daß eine Messung von s den i -ten Eigenwert $i \cdot l_0$ ergibt. Der Vektor entspricht in seiner Bedeutung genau einem quantenmechanischen Zustandsvektor, jedoch mit dem charakteristischen Unterschied, daß er niemals in der Richtung einer Achse von s liegen kann. Denn es gibt keine Lage von A und B , die für s nur *einen* Meßwert zuließe, sondern es sind immer mindestens drei Komponenten c_i von Null verschieden. So sind z. B., wenn A und B sich exakt überdecken, für s die Werte 0 , $-l_0$ und $+l_0$ möglich. Rücken A und B auseinander, doch so, daß sie in Koinzidenz bleiben, so kommt noch der Wert $2l_0$ hinzu, wie man sich leicht am Bild von Kugeln klarmacht. Im Augenblick, da A und B ihre Koinzidenz verlieren (die Kugeln sich also berühren), erlischt die Wahrscheinlichkeit für $s = -l_0$ zugunsten der für $s = 3l_0$, die bei weiterem Auseinanderrücken einen von Null verschiedenen Wert annimmt. Allgemein erkennt man so, daß die Anzahl der c_i , die $\neq 0$ sind, niemals größer als 4 und niemals kleiner als 3 sein kann. Die Koinzidenz läßt sich jetzt anstatt durch die frühere Forderung, daß der Abstand der Partikel $< l_0$ sein muß, durch das Merkmal $c_{-1} \neq 0$ kennzeichnen.

Statistisches Abstandsmaß. Von der eben geschilderten Vektordarstellung aus gewinnen wir nun den Anschluß an die klassische Geometrie, indem wir uns die Raumelemente durch Kugeln vom Durchmesser l_0 im gewöhnlichen Raum abgebildet denken. Alle im vorausgehenden erklärten Operationen lassen sich nämlich ohne jede Änderung auf die Raumbeziehungen derartiger Kugeln anwenden, wenn wir unter Koinzidenz deren (vollständige oder nur teilweise) Überdeckung verstehen. Zwei Kugeln A und B , deren Mittelpunkte voneinander den Abstand d haben, lassen sich dann genau wie unsere Raumelemente durch einen Vektor \mathbf{x} mit vier oder drei Komponenten c_i kennzeichnen und wir können diese Korrespondenz $\mathbf{x} \rightarrow d$ nun dazu benutzen, um zwei durch einen bestimmten Vektor \mathbf{x} charakterisierten Raumelementen ein bestimmtes Abstandsmaß d zuzuordnen. Das so definierte Maß sei der statistische Abstand \bar{s} von A und B genannt.

Diese Abstandsdefinition ist keineswegs die einzig mögliche ¹⁾, da auch andere Abbildungen benutzt werden können. Auch wäre es von vornherein z. B. denkbar, daß der aus den beobachteten $n_i \cdot l_0$ gebildete Mittel- oder

¹⁾ Es liegt ihr das Axiom zugrunde, daß die Kontinuitätsverhältnisse des Raumes dieselben wie die der Abbildung sind.

Erwartungswert $\bar{n} \cdot l_0$ als Abstandsmaß zu nehmen sei. Die Entscheidung darüber kann allein auf Grund der Erfahrung getroffen werden, indem sich eine bestimmte Zusammenfassung der beobachteten n_i für die Beschreibung der räumlichen Maßverhältnisse als besonders geeignet erweisen wird. Solange indessen keine triftigen Gründe dagegen sprechen, wollen wir am vorgeschlagenen Abstandsmaß als der naheliegendsten Möglichkeit festhalten.

Für \bar{s} ist natürlich jeder beliebige positive reelle Wert möglich, so daß durch ihn auch Abstände unterhalb l_0 erfaßt werden können. Die Koinzidenz zweier Partikel bedeutet also jetzt nicht mehr räumliche Ununterscheidbarkeit, sondern es läßt sich durch Ermittlung von \bar{s} das Ausmaß der Überdeckung feststellen. Die Überdeckung ist eine vollständige, wenn jede Maßkörperpartikel, die mit A koinzidiert, auch mit B zusammenfällt. Für \bar{s} ergibt sich dann der Wert 0. Rücken die beiden Teilchen auseinander, so daß sie zwar immer noch koinzidieren, das angegebene Merkmal aber nicht mehr zutrifft, so wächst \bar{s} von 0 bis l_0 usw.

Die Darstellung eines Abstandes AB durch einen Vektor mit *stetig* variierbaren Komponenten c_i vermittelt in unserer Metrik den Übergang zum *Raumkontinuum*. Die c_i sind als Wahrscheinlichkeiten statistische Größen, die aus unendlich vielen Einzelbeobachtungen gewonnen werden. Demgemäß erscheint hier das Kontinuum als Folge eines Grenzprozesses, d. h. es ist nicht mehr wie bisher Objekt der unmittelbaren Beobachtung, sondern nur mehr durch unendlich viele Beobachtungen erfaßbar. Erst auf Grund eines solchen Grenzprozesses wird es möglich, den *Raumpunkt* zu definieren, indem sich jeder Partikel durch Abstandsmessungen von gewissen Bezugspartikeln Koordinaten zuordnen lassen, die in ihrer Gesamtheit ein Kontinuum erfüllen. —

Machen wir uns schließlich noch die Bedeutung von l_0 klar. Wir haben diese Konstante zu Beginn als „Größe“ der Elementarpartikel eingeführt. Aber die Elementarpartikel läßt sich nicht ausmessen und es hat daher keinen Sinn, ihr eine bestimmte Ausdehnung zuzuschreiben. Was sich messen läßt, ist immer nur der Abstand zweier Partikel. Wenn wir daher den Begriff „Ausdehnung“ trotzdem beibehalten wollen, so müssen wir ihn mittels eines Abstandes definieren, indem wir ihn als Abstand zweier Partikel erklären, die gerade nicht mehr koinzidieren. In der Abbildung sind das zwei Kugeln, die einander berühren, deren Mittelpunkte also den Abstand l_0 haben. Nur in diesem Sinne ist es korrekt, l_0 als Ausdehnung einer Elementarpartikel zu deuten.

Die Messung der Zeit.

Das elementare Zeitintervall. Genau wie jede räumliche, so geht auch jede zeitliche Messung auf die Feststellung der Koinzidenz zweier Partikel zurück. Auf diesen elementaren Meßakt wird hier wie dort alles aufgebaut.

Wir gehen von der Überlegung aus, daß es nach dem an die Spitze gestellten Prinzip auch mittels eines optischen Einzelexperimentes unmöglich sein soll, zwei koinzidierende Partikel A und B voneinander räumlich zu trennen. Schicken wir also von A nach B ein Lichtsignal, so muß die Zeit, die das Signal zum Durchlaufen der Strecke AB benötigt, nicht erfaßbar sein, da sie ja anderenfalls eine Trennung von A und B ermöglichen würde. Es ergibt sich so die Einsicht, daß sich im Einzelversuch niemals Zeitunterschiede feststellen lassen, die unterhalb einer gewissen Grenze $t_0 = l_0/c$ liegen. Den unzerlegbaren Raumelementen von der „Ausdehnung“ l_0 entsprechen also in der Zeit unzerlegbare Zeitelemente von der „Dauer“ $t_0 = l_0/c$. Die Berechtigung, dem Element eine bestimmte Dauer zuzuschreiben, trotzdem es nicht ausmeßbar ist, wird sich weiter unten daraus ergeben, daß t_0 den statistischen Zeitunterschied zweier Elemente darstellt, die gerade nicht mehr koinzidieren.

Begriff der Gleichzeitigkeit. Wir verwenden die gewonnene Erkenntnis zunächst, um die Gleichzeitigkeit zweier Ereignisse zu definieren. Ein Ereignis besteht, wenn wir es in seine letzten, nicht weiter analysierbaren Elemente zerlegen, immer darin, daß wir an einem sich verändernden System die Koinzidenz zweier Partikel feststellen. Denn etwas anderes als Partikelkoinzidenzen läßt sich ja niemals beobachten. Demnach hat die Frage nach der Gleichzeitigkeit zweier Ereignisse stets den folgenden Sinn: Wir konstatieren zwei Ereignisse E_1 und E_2 , jedes definiert durch die Koinzidenz zweier Partikel. Wann sind wir berechtigt, E_1 und E_2 für gleichzeitig zu erklären? Die Antwort darauf ist nach dem oben aufgestellten Satz die: Wenn der Zeitunterschied zwischen E_1 und E_2 kleiner als t_0 ist. Dann sind wir nämlich nicht in der Lage, in den beiden Ereignissen ein Früher oder Später zu erkennen. Umgekehrt können wir sagen, daß zwei Ereignisse gleichzeitig sind, wenn es auf Grund einer Einzelbeobachtung unmöglich ist, sie zeitlich voneinander zu trennen. Wieder liegt der Nachdruck auf dem Wort Einzelbeobachtung. Denn wie sich zeigen wird, lassen sich unter Zuhilfenahme vieler Beobachtungen Ereignisse trennen, deren Zeitunterschied beliebig klein ist. Ereignisse, die für die Einzelbeobachtung gleichzeitig sind, müssen es also im statistischen Sinne durchaus nicht sein.

Auf die Konstatierung einer Gleichzeitigkeit kommt im folgenden alles an. Sie bildet den Grundakt der Zeitmessung.

Herstellung einer Uhr. Wir denken uns nun eine Vorrichtung aus, die als Gegenstück des oben beschriebenen idealen Maßkörpers eine ideale Uhr darstellt. Ein aus einer einzigen Partikel Z bestehender „Zeiger“ bewege sich mit beliebiger Geschwindigkeit über einen aus sehr vielen Partikeln bestehenden starren Körper, der als „Zifferblatt“ dient. Wir wählen unter jenen Partikeln des Blattes, die mit Z eine Koinzidenz erfahren, eine beliebige aus und nehmen sie zur Bezugspartikel P_0 . Sei nun P irgendeine andere Partikel des Blattes, die ebenfalls einmal von Z getroffen wird; dann lassen sich die beiden Ereignisse: „ Z koinzidiert mit P_0 “ und: „ Z koinzidiert mit P “ stets durch eine zusammenhängende Kette von Ereignissen miteinander verbinden. Die Ereignisse bestehen dabei alle in Koinzidenzen von Z mit irgendwelchen Teilchen des Zifferblattes und das Wort zusammenhängend soll heißen, daß jedes Glied der Kette mit den beiden Nachbargliedern im oben erklärten Sinne gleichzeitig ist. Wir suchen unter allen möglichen Verbindungsketten, die sich auf solche Art zwischen die beiden angeführten Ereignisse einschalten lassen, diejenige mit der kleinsten Anzahl von Gliedern aus. Ist n diese Anzahl, so ordnen wir der Partikel P die Nummer n zu. Beachten wir, daß es sich jetzt nicht um dieselbe Numerierung wie bei einem Maßkörper handelt. Beim Maßkörper erhält z. B. ein Teilchen nur dann die Marke 0, wenn es mit P_0 koinzidiert. Das ist hier nicht notwendig, weil der bewegte Zeiger gleichzeitig mit P_0 mit einem Teilchen koinzidieren kann, das im Maßkörper die Nummer 1 oder sogar 2 hätte. Natürlich hängt die Numerierung wesentlich von der Geschwindigkeit ab, mit der sich der Zeiger bewegt.

Vorgang der Zeitmessung. Durch die Mindestanzahl der Ereignisse, die sich zwischen die Zeigerstellungen P_0 und P einschalten lassen, erhält jede Partikel des Zifferblattes eine ganzzahlige Marke und die Messung einer Zeitstrecke geht nun folgendermaßen vor sich. Es seien zwei durch irgendein Geschehen realisierte Ereignisse E_1 und E_2 gegeben, deren Zeitabstand bestimmt werden soll. Hierzu bringen wir den Zeiger Z in Koinzidenz mit P_0 , und zwar so, daß das Ereignis: „ Z koinzidiert mit P_0 “ mit dem Ereignis E_1 gleichzeitig ist. Dann wird das Ereignis E_2 mit dem Faktum: „ Z koinzidiert mit irgendeiner anderen Partikel des Zifferblattes“ gleichzeitig sein. Ist n die Nummer dieser Partikel, so betrachten wir $n \cdot t_0$ als Ergebnis der Messung. Genau wie der Abstand s läßt sich also auch die Zeitdauer t als eine durch eine *Matrix* darstellbare Observable mit *ganzzahlig* bestimmten Eigenwerten $n \cdot t_0$ auffassen.

Wenn die Ereignisse E_1 und E_2 einander zeitlich so nahe sind, daß sie in der Einzelbeobachtung als gleichzeitig erscheinen, so ist für n wie bei räumlichen Messungen auch der Wert -1 möglich. Der Fall tritt ein,

wenn die Konstatierung: „ Z koinzidiert mit P_0 “ sowohl mit E_1 wie mit E_2 gleichzeitig ist und wenn dasselbe von der Uhrablesung: „ Z koinzidiert mit einer Partikel von der Nummer 1“ ausgesagt werden kann. Dann sind die beiden Auslegungen möglich: E_1 gehört zur Zeit 0, E_2 zu 1 oder aber: E_2 gehört zu 0 und E_1 zu 1; d. h. wir können in diesem Falle vor und nach nicht unterscheiden. Das Ergebnis kann daher sowohl als $+1$ wie als -1 gedeutet werden.

Statistisches Zeitmaß. Erheben wir über sehr viele Einzelmessungen von t eine Statistik, so gewinnen wir für t , genau so wie früher für s , die Möglichkeit einer Vektordarstellung. Wir denken uns entweder den Vorgang, der die Ereignisse E_1 und E_2 verwirklicht, sehr oft wiederholt, wobei wir ihn jedesmal an Hand derselben Uhr untersuchen, oder aber denken uns eine sehr große Zahl von Beobachtern, von denen jeder mit einer eigenen Uhr ausgestattet ist und die alle denselben Vorgang verfolgen. In beiden Fällen wird das n der Meßwerte innerhalb eines gewissen Zahlenbereiches variieren, wobei sich wie früher zeigen läßt, daß nur drei oder vier aufeinanderfolgende n auftreten können. Ist c_i die Wahrscheinlichkeit für den Meßwert $n_i \cdot t_0$, so können wir den Zeitunterschied von E_1 und E_2 durch einen Vektor η darstellen, der, bezogen auf das Hauptachsensystem der Observablen t , nur drei oder vier von Null verschiedene Komponenten c_i hat. Mittels des Vektors η läßt sich die Bedingung, daß zwei Ereignisse in der Einzelbeobachtung gleichzeitig sind, ganz analog der für die Koinzidenz zweier Partikel, durch $c_{-1} \neq 0$ ausdrücken.

Aus dem Vektor η leiten wir schließlich ein skalares statistisches Zeitmaß \bar{t} ab, indem wir von der Überlegung ausgehen, daß alle bei der Zeitmessung verwendeten Operationen sich ohne jede Änderung auf das folgende eindimensionale Bild anwenden lassen: Auf einer Geraden seien E_1 und E_2 als zwei Strecken von der Länge t_0 gegeben. Zur Messung ihres Abstandes steht eine beliebige Anzahl von Stäbchen, alle von der Länge t_0 , zur Verfügung. Jedes Stäbchen repräsentiert ein durch eine Uhrablesung realisiertes Ereignis und es wird vereinbart, daß die Gleichzeitigkeit zweier Ablesungen durch die Koinzidenz der Stäbchen ausgedrückt wird. Die Abstandsmessung geht so vor sich, daß E_1 und E_2 mit zwei Stäbchen zur Koinzidenz gebracht und diese dann durch eine kürzeste Stäbchenkette verbunden werden. Die Gliederzahl n dieser Kette, multipliziert mit t_0 , wird als Meßresultat genommen. Durch oftmalige Wiederholung des Versuches ergibt sich für jede relative Lage der beiden Stäbchen E_1 und E_2 ein bestimmter Vektor η , so daß, wenn d den Abstand der Mittelpunkte von E_1 und E_2 bedeutet, eine bestimmte Zuordnung $d \rightarrow \eta$ besteht. Diese Korrespondenz gibt uns die Möglichkeit, zwei Ereignissen, deren Zeitunter-

schied durch einen Vektor η beschrieben wird, einen Skalar $\bar{t} = d$ als statistischen Zeitabstand zuzuschreiben.

Durch \bar{t} , das jeden beliebigen positiven Wert annehmen kann, lassen sich nun auch Ereignisse trennen, die in der Einzelbeobachtung gleichzeitig sind. Für solche Ereignisse hat \bar{t} einen Wert zwischen 0 und t_0 .

Der eben beschriebenen Abbildung der Zeitmessung läßt sich entnehmen, daß ein Ereignis *E niemals einen scharf definierten Zeitpunkt, sondern immer nur ein* (im Bild durch ein Stäbchen repräsentiertes) *Zeitelement festlegt*. Die Aufweisung von Zeitpunkten ist durch einmalige Beobachtung ebenso unmöglich wie die von Raumpunkten. Die Zeigerstellung einer Uhr z. B., d. h. die Koinzidenz des Zeigers mit einer Partikel des Zifferblattes, ist kein Ereignis, das an ein scharfes „Jetzt“ gebunden ist, da die Koinzidenz ja eine gewisse Zeit hindurch anhält. Und ebensowenig markiert irgendein anderer Vorgang ausdehnungslose Zeitmomente, indem er etwa in einem ganz bestimmten Moment beginnt oder zu Ende ist. Was wir beobachten können, ist immer nur die jeweilige, durch bestimmte Partikelkoinzidenzen definierte Konfiguration des Systems, an welchem sich ein Vorgang abspielt, und diese Konfiguration legt nicht einen Zeitpunkt, sondern ein Zeitelement fest.

Zwei Ereignisse, deren statistischer Abstand t_0 ist, entsprechen zwei Zeitelementen, die gerade eben noch oder gerade eben nicht mehr koinzidieren, die also in der bildlichen Darstellung durch zwei sich berührende Stäbchen abgebildet werden. Das berechtigt uns, den Zeitelementen die „Ausdehnung“ t_0 zuzuschreiben, indem wir darunter den kleinsten Abstand verstehen, den zwei Elemente voneinander haben können, ohne daß sie koinzidieren.

Die Beweiskraft der angestellten Überlegungen ist an die Annahme gebunden, daß Zeiger und Zifferblatt wesentliche Bestandteile einer jeden Uhr sind. Man könnte das bezweifeln, da sich Uhren ausdenken lassen, die ohne Zeiger und Blatt funktionieren. Sperren wir z. B. in einen mit spiegelnden Wänden ausgekleideten Kasten einen Lichtstrahl ein, so erhalten wir ein „Lichtpendel“, das als Uhr dienen kann. Die Anschläge des hin- und herreflektierten Strahles an die Wand sind die „Glockenschläge“ der Uhr. Die Schwierigkeit liegt indessen in der Beobachtung der Schläge. Jeder Schlag bewirkt gewisse Veränderungen im Uhrgehäuse und diese Veränderungen lassen sich nur durch die Beobachtung von Partikelkoinzidenzen feststellen. Das kommt aber darauf hinaus, daß letzten Endes doch wieder die Koinzidenzen eines (durch den Lichtstrahl in Bewegung gesetzten) Zeigers mit den Partikeln eines Ziffernblattes verfolgt werden.

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, Berlin-Dahlem.)

Die absoluten Intensitäten der β -Linien des Th B+C+C'' und der Faktor der inneren Umwandlung der γ -Strahlen.

Von A. Flammersfeld, z. Zt. Heidelberg.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 3. August 1939.)

Mit einem magnetischen β -Spektrographen mit Geiger-Müller-Zählrohr wurde das β -Spektrum des Th B + C + C'' bis zu sehr kleinen Energien herab aufgenommen und die absoluten Intensitäten der β -Linien bestimmt, indem die Linienflächen verglichen wurden mit den Flächen der kontinuierlichen Spektren. Im Energiegebiet zwischen 7 und 12 e-kV wurden vier neue Linien aufgefunden. U. a. wurde die absolute Intensität der in zahlreichen photographischen Arbeiten als Normalbezugslinie benutzten Linie F des ThB ($H_\gamma = 1385,8$) zu $0,28_4$ gemessen. Für die γ -Strahlen A (40 e-kV), F (237,9 e-kV) und X (2620 e-kV) wurde aus den gemessenen Linienintensitäten der Faktor der inneren Umwandlung errechnet und mit den aus der Theorie folgenden Werten verglichen.

Für die Bestimmung von γ -Strahlintensitäten aus den Intensitäten sekundärer β -Spektren benötigt man den Faktor der inneren Umwandlung (internal conversion coefficient), welcher angibt, wieviel Prozent der in einem bestimmten Zustand angeregten Atomkerne statt durch Emission von γ -Quanten durch Übertragung ihrer Energie auf Hüllelektronen bestimmter Schalen in den Grundzustand übergehen, wobei es dahingestellt bleibt, ob dieser Vorgang durch direkte Wechselwirkung der Hüllelektronen mit dem angeregten Kern oder durch vorherige Emission eines γ -Quants und nachfolgende Absorption desselben in der Elektronenhülle zustande kommt. Es sei $g dt$ die Wahrscheinlichkeit, daß der angeregte Kern innerhalb der Zeit dt ein γ -Quant emittiert, $b dt$ die für die Aussendung eines Hüllelektrons. Entsprechend der Auslösemöglichkeit in den verschiedenen Schalen wird dann noch gesetzt $b = b_K + b_{L_1} + \dots$. Dann ist der Faktor der inneren Umwandlung $\alpha_K, \alpha_{L_1}, \dots$ für die einzelnen Schalen K, L₁, ... usw. durch folgende Gleichungen definiert:

$$\alpha_K = \frac{b_K}{g + b}, \quad \alpha_{L_1} = \frac{b_{L_1}}{g + b}, \quad \dots$$

Die Größe des Faktors der inneren Umwandlung ist theoretisch berechnet worden ¹⁾. Je nachdem, ob die γ -Strahlung einem Dipol-, Quadrupol- oder eventuell noch höherem Übergang entspricht, ergeben sich verschiedene Kurven für die Abhängigkeit des Faktors der inneren Umwandlung von der Energie der γ -Strahlen, und die Entscheidung, welche von diesen anzuwenden

ist, muß empirisch getroffen werden. Die experimentelle Bestimmung dieses Faktors gelingt nur, wenn außer der Intensität der β -Linie noch die der dazugehörigen γ -Linie bekannt ist. Solche Fälle sind im Gebiet der natürlichen Radioaktivität ziemlich selten, weil die komplizierte Struktur der γ -Spektren Intensitätsaussagen verhältnismäßig schwierig macht. Die bisher vorliegenden experimentellen Bestimmungen ergaben meist eine schlechte Übereinstimmung mit den theoretischen Werten, wobei die Abweichungen in dem Sinne lagen, daß die letzteren zu klein sind ^{1) 2)}.

Nun ist die absolute Intensität einer β -Linie definiert als die Zahl von Sekundärelektronen pro Zerfall. Sie wird am genauesten in der Weise bestimmt, daß das ganze Spektrum teilchenzählend aufgenommen und die Fläche der Linie mit der Fläche des kontinuierlichen Spektrums verglichen wird. Eine solche Bestimmung setzt also ein richtig gemessenes kontinuierliches Spektrum voraus und alle Unsicherheiten desselben finden sich in den Angaben für die Linienintensitäten wieder. Da nun in vorhergehenden Arbeiten des Verfassers gezeigt worden war, daß es besonderer Vorkehrungen bedarf, ein kontinuierliches Spektrum wirklich fehlerfrei zu messen, schien es wünschenswert, mit den jetzt erzielten Verbesserungen von neuem die absoluten Intensitäten der β -Linien von solchen radioaktiven Substanzen aufzunehmen, deren γ -Spektrum möglichst wenig kompliziert ist. Daraus sollten dann in einigen übersichtlichen Fällen die Werte für den Koeffizienten der inneren Umwandlung abgeleitet werden. Für den vorgegebenen Zweck erschien der aktive Niederschlag des Thoriums am geeignetsten. Mit der zur genauen Messung des Ra E-Spektrums benutzten Anordnung ³⁾ wurde daher eine möglichst sorgfältige Messung des kontinuierlichen und des Linienspektrums des Th B + C + C'' durchgeführt. Die wesentlichsten Punkte der dort bereits ausführlich beschriebenen Apparatur seien hier nur kurz wiederholt.

Apparatur. Es wurde ein magnetischer Halbkreisspektrograph mit Geiger-Müller-Zählrohr verwendet. Der Radius der Elektronenbahnen betrug 4,0 cm. Das Zählrohr aus Messing hatte 10 mm Durchmesser bei 10 mm Länge mit einem Spalt von 0,8mal 10 mm. Der Spalt war verschlossen mit einer Zaponlackfolie von 0,3 μ Dicke, der Druck in dem mit Luft gefüllten Zählrohr betrug 12 cm Hg. Der Nulleffekt wurde gemessen mit Hilfe eines in den Strahlengang geschalteten Schirmes, der

¹⁾ H. R. Hulme, N. F. Mott, F. Oppenheimer u. H. M. Taylor, Proc. Roy. Soc. London (A) **155**, 315, 1936. — ²⁾ C. D. Ellis, Int. Conf. on Physics London 1934, Vol. I, 43, 1935. — ³⁾ A. Flammersfeld, ZS. f. Phys. **112**, 727, 1939.

den direkten Strahlengang abdeckte. Als Zahl der vorhandenen Teilchen bei einer bestimmten Feldstärke wurde stets die Differenz zweier Ablesungen ohne und mit eingeschalteter Blende genommen.

Es wurde auch kontrolliert, ob das Zählrohr für β -Teilchen verschiedener Energie eine verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeit besaß, was sich am einfachsten durch Veränderung des Gasdrucks im Zählrohr ausführen ließ, wobei die Zahl der eintretenden β -Teilchen konstant gehalten wurde. Dabei ergab sich, daß bei β -Teilchen der Energie 1 e-MV eine Erhöhung des Druckes im Zählrohr von 12 auf 16 cm Hg keine außerhalb der statistischen Fehler (2 %) liegende Vermehrung der Zahl der Ausschläge zur Folge hatte, was als Beweis dafür angesehen werden konnte, daß das Zählrohr bei 12 cm auch die β -Teilchen hoher Energie praktisch quantitativ zählte. Dieses Ergebnis scheint schlecht übereinzustimmen mit Untersuchungen von De Vries und Sizoo¹⁾, die fanden, daß z. B. bei 16 mm Zählrohrdurchmesser und $H_Q = 3720$ Gauß · cm eine Erhöhung des Druckes von 8 auf 10 cm eine Erhöhung der Ausschlagszahl um 11 % bedingt. Als Ursache für diese Diskrepanz kommt vielleicht die verschiedene Geometrie beider Anordnungen in Frage, jedenfalls sei hervorgehoben, daß bei der vorliegenden Apparatur der Zählerspalt dem Zählendraht parallel angeordnet war, so daß die Elektronen immer den vollen Durchmesser zu durchlaufen hatten. Als weitere Stütze dafür, daß hier die von De Vries und Sizoo gefundenen geringen Ansprechwahrscheinlichkeiten nicht maßgebend waren, sei noch angeführt, daß die kontinuierlichen Spektren des Th B und des Th C + C'', die in sehr verschiedenen Energiegebieten liegen, nahezu flächengleich ausfielen. Das Th B-Spektrum, das im wesentlichen im Gebiet kleiner Energien liegt, war sogar um etwa 3,5 % kleiner als das Th C + C''-Spektrum, während dies hätte umgekehrt sein müssen, wenn die Ansprechwahrscheinlichkeit für steigende β -Energie stark abfallen würde.

Das Magnetfeld lieferte ein Magnet mit Tellerpolschuhen von 16 cm Durchmesser bei 5,6 cm Polabstand. Die Homogenität des Feldes betrug in dem benutzten Bereich 0,3 %. Die Eichung des Magnetfeldes geschah in der Weise, daß zunächst mit Probepule und ballistischem Galvanometer eine relative Eichkurve aufgenommen wurde. Dann wurde mit dem Spektrographen die Linie *F* des Th B aufgenommen und aus dem verwendeten Krümmungsradius und dem von Ellis²⁾ sehr genau bestimmten H_Q -Wert dieser Linie ($H_Q = 1385,8$) dann die Kurve in Feldstärken umgerechnet.

¹⁾ J. De Vries u. G. J. Sizoo. *Physica* **6**, 593, 1939. — ²⁾ C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **138**, 318, 1932.

Das Zählrohr wurde betrieben in der von Neher und Harper¹⁾ angegebenen Schaltung, die sich sehr bewährte. Da mit dem Zählrohr stark verschiedene Intensitäten verglichen werden sollten, wurde auf die genaue Untersuchung der Auflösungsverhältnisse besondere Sorgfalt verwendet. Gezählt wurde mit einem mechanischen Zählwerk, das eine Auflösungszeit von $5 \cdot 10^{-3}$ sec hatte, wie mit Wechselstrom bekannter Frequenz bestimmt wurde. Der Verstärker war so gebaut, daß dieses Auflösungsvermögen voll ausgenutzt werden konnte. Zur Kontrolle wurde dann ein Th C-Abfall von etwa 6000 Teilchen pro Minute beginnend, durchgeführt²⁾, der zeigte, daß die gezählte Teilchenzahl N' als Funktion der tatsächlich vorhandenen N sich sehr gut darstellen ließ mit Hilfe der von Ruark und Brammer³⁾

angegebenen Formel $N' = \frac{N}{1 + N\tau}$ mit $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$ sec. Alle gemessenen

Werte wurden daher nach dieser Formel korrigiert. Gemessen wurde in den intensivsten Linien bis maximal 2000, sonst meist bei 200 bis 500 Teilchen pro Minute. Durch besondere Versuche, bei denen die Präparatstärke weitgehend variiert wurde, konnte festgestellt werden, daß die Zählungen auch bei 2000 Teilchen pro Minute noch völlig einwandfrei erfolgten. Insbesondere zeigten die zur Kontrolle oft gemessenen Maximalintensitäten der intensivsten Linien A und F unabhängig von der Präparatstärke eine gute Reproduzierbarkeit. Für jeden Meßpunkt wurden gewöhnlich mehr als 3000 Teilchen gezählt, gelegentlich bis zu 10000, so daß der mittlere statistische Fehler der Meßpunkte in der Größenordnung 2 % liegen dürfte, für die Punkte in der Nähe der oberen Grenze ist er natürlich höher.

Ausführung der Versuche.

1. *Sauberkeit der Präparate.* Da in der vorliegenden Arbeit das β -Spektrum bis zu möglichst kleinen Energien herab gemessen werden sollte, wurde besondere Sorgfalt darauf verwendet, die Präparate frei von materiellen Verunreinigungen zu haben. Die Herstellung der Präparate erfolgte von einem Platinblech, das in Thoremanation von einem hoch emanierenden Radiothorpräparat aktiviert wurde. Von diesem Platinblech, dessen Aktivität zwischen 1 und 3 mg Strahlungsäquivalent betrug, wurde dann ein Teil des ThB mit einem kleinen Tropfen Salpetersäure abgelöst und etwas davon auf der endgültigen Unterlage eingetrocknet. Die erzielte Reinheit konnte dann stets kontrolliert werden an der Schärfe

¹⁾ H. V. Neher u. W. H. Harper, Phys. Rev. **49**, 940, 1936. — ²⁾ A. Flammersfeld, l. c. — ³⁾ A. E. Ruark u. F. E. Brammer, Phys. Rev. **52**, 322, 1937.

der weichen Linien. Den Einfluß geringster Verunreinigungen zeigt die gestrichelte Kurve aus Fig. 1, die den Anfang des ThB-Spektrums zeigt, welches mit einem mit im Laboratorium vorrätiger Säure hergestelltem Präparat aufgenommen ist. Durch eingehende Versuche wurde festgestellt,

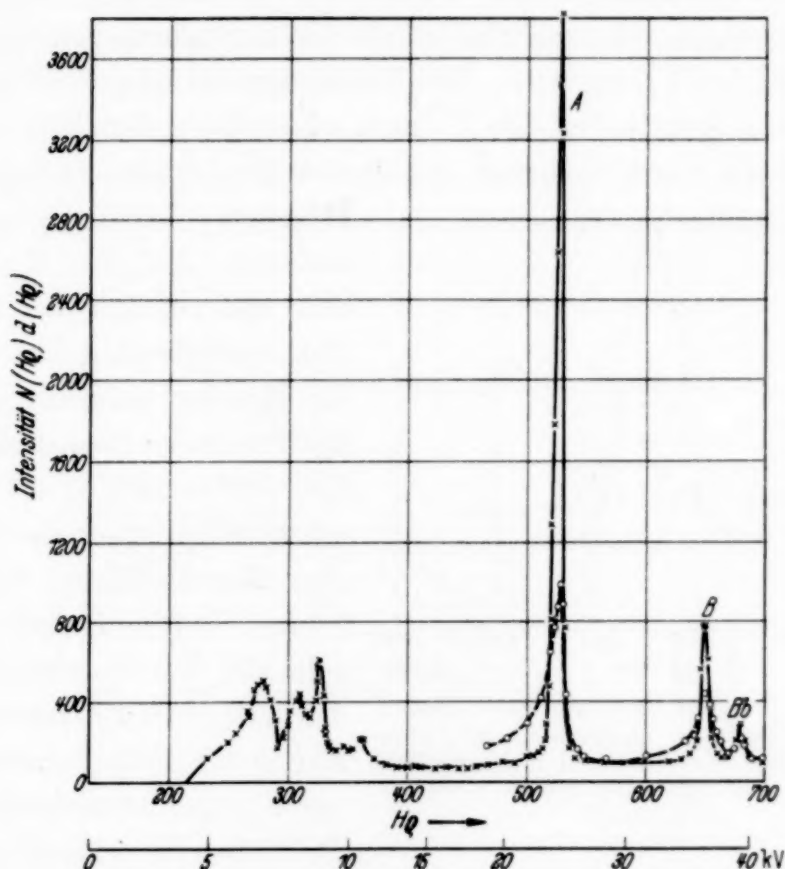


Fig. 1. Anfang des ThB + C + C''-Spektrums. Einfluß der Präparatsauberkeit auf die Linienschärfe der weichen Linien: $\times - \times$ - sehr sauberes Präparat, $o - o$ - gering verschmutztes Präparat.

daß die Verbreiterung und Schwächung der Linien zurückzuführen war auf eine mangelnde Sauberkeit der Präparatschicht infolge Rückstandsbildung der verwendeten Säure. Mit Säuren, die frisch destilliert, mit mehrfach destilliertem Wasser verdünnt, und nur mit Gefäßen aus Jenaer Glas in Berührung gekommen waren, ließen sich dann Präparate erzielen, die, wie die ausgezogene Kurve von Fig. 1 erkennen läßt, so hervorragend sauber waren, daß mit ihnen einige bisher noch nicht bekannte extrem weiche Linien des ThB + C + C'' mit Energien von 7,0, 8,7, 9,7 u. 11,8 e-kV aufgefunden werden konnten.

2. Rückstoßerscheinungen. Die Sauberkeit der Präparate war übrigens so weit getrieben, daß ein unerwarteter Effekt sich bemerkbar machte: die Intensität der Linien, die vom Übergang ThC''—Pb herrühren, hing

selbst bei den Linien hoher Energie in zunächst unverständlicher Weise vom Reinheitsgrad der verwendeten Präparate ab, während andere, zum Teil unmittelbar benachbarte Linien keinen solchen Einfluß erkennen ließen. Und zwar lieferten die weniger sauberen Präparate eine größere Intensität der ThC'' -Linien als die sauberen. Entsprechendes, aber quantitativ geringer, zeigten auch die Teile des kontinuierlichen Spektrums, die vom $\text{ThC} + \text{C}''$ herrührten. Die Erklärung, die schließlich gefunden wurde, ist folgende: Da das ThC'' durch α -Zerfall aus dem ThC entsteht, erhält der Kern einen Rückstoß, der ihn bei genügender Sauberkeit des

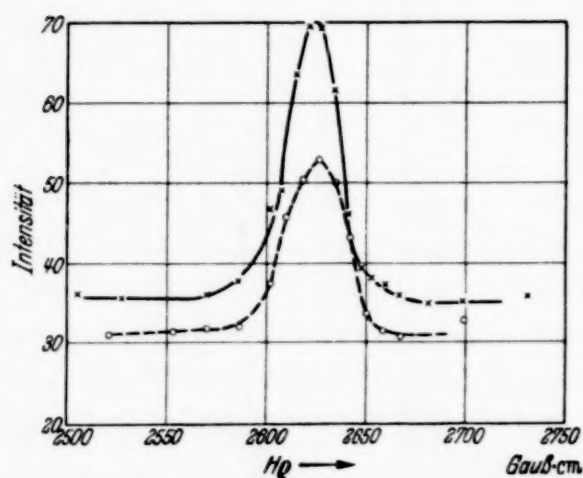


Fig. 2. ThC'' -Verlust durch Rückstoß: Linie L mit Kontinuum $\times - \times$ an einem mit $0,2 \mu$ Folie bedeckten Präparat, $o - o$ an einem unbedeckten Präparat aufgenommen, dieses zeigt 30 % weniger ThC'' -Anteil.

Präparates befähigt, dieses zu verlassen. Auf diese Weise kann sich also ein Teil der aus dem ThC entstehenden ThC'' -Atome der Messung entziehen. Da die Reichweite der Rückstoßatome in der Größenordnung $0,1 \text{ mm}$ ist, wurde daher über das Präparat eine Zaponlackfolie von etwa $0,2 \text{ mm}$ Luftäquivalent so aufgebracht, daß sie anhaftete, ohne das Präparat zu verschmieren. Ein so mit Folie bedecktes Präparat ergab tatsächlich höhere ThC'' -Anteile. Fig. 2 zeigt die

Linie L ($Hq = 2603$, entsprechend 422 e-kV) mit dem benachbarten Kontinuum einmal an einem sehr sauberen Präparat aufgenommen, und dann mit einem mit $0,2 \mu$ Folie bedeckten. Die Intensität der Linie L im ersteren Falle ist nur 71 % von der beim zweiten, während die Höhe des kontinuierlichen Spektrums etwa 89 % beträgt. Da das Kontinuum, das ja außer ThC'' - auch noch unbeeinflußtes ThC -Spektrum enthält, an dieser Stelle nur zu ungefähr 35 % vom ThC'' herrühren dürfte, bedeutet das eine Verminderung des ThC'' -Anteils um 31 %. Diese Versuche zeigen also, daß etwa 30 % des ThC'' das saubere Präparat verlassen haben. Ähnliche Resultate ergaben die Beobachtungen an anderen ThC'' -Linien, z. B. der Linie X von $2,6 \text{ e-MV}$. Auch der Nulleffekt zeigte bei sauberen Präparaten einen größeren Wert, was damit erklärt werden konnte, daß die Strahlung eines Teiles der auf den Spektrographenwänden sitzenden ThC'' -Atome in den Zähler gelangen konnte. Da es natürlich wesentlich war, das gesamte, beim Zerfall gebildete ThC'' mitzumessen,

wurde auf alle Präparate nach der Herstellung eine $0,2\ \mu$ dicke Zaponlackfolie aufgebracht. Da diese Folien bei kleinen Energien schon wieder Störungen der Linienschärfe verursacht hätten, wurde unterhalb der Linie E ($98,3\text{e-kV}$) die Folie fortgelassen. Dort liegen keine wichtigen ThC'' -Linien mehr, und im Kontinuum ist der Anteil des ThC'' -Spektrums gegenüber dem dort sehr intensiven ThB -Spektrum so gering, daß dort auf die Folie verzichtet werden konnte. Eine Korrektur anzubringen wurde nicht versucht.

3. *Rückstreuung an der Präparatunterlage.* Wie bereits in früheren Arbeiten dargelegt wurde¹⁾, ist der Einfluß der an der Präparatunterlage

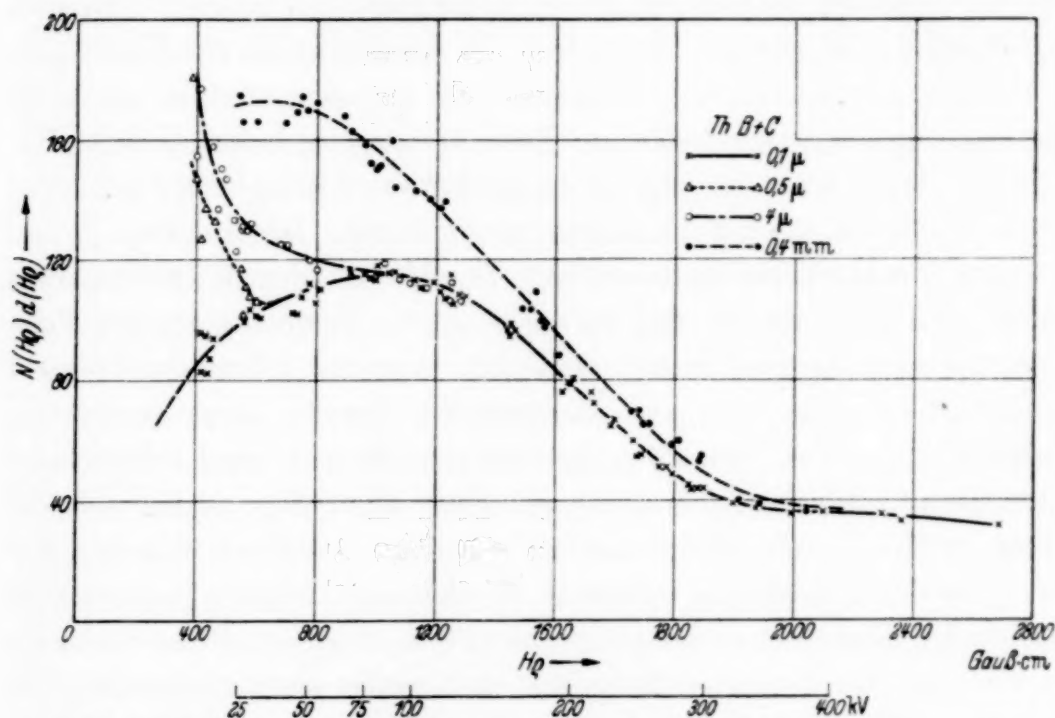


Fig. 3. Einfluß der an der Präparatunterlage rückgestreuten Elektronen auf die gemessene Kurvenform des kontinuierlichen Spektrums bei verschiedenen dicken Präparatträgern.

rückgestreuten Elektronen auf die gemessene Kurvenform außerordentlich groß, wenn diese Unterlage eine gewisse Dicke besitzt. Die beim RaE gewonnenen Ergebnisse über die Größe der Rückstreuung konnten bei den vorliegenden Messungen vollauf bestätigt werden. Fig. 3 zeigt einen Teil des kontinuierlichen $\text{ThB} + \text{C} + \text{C}''$ -Spektrums gemessen an Präparaten, die auf verschiedenen dicken Unterlagen sich befanden: auf $400\ \mu$ Diamant, $4\ \mu$ Glimmer, $0,5\ \mu$ Glimmer und $0,1\ \mu$ Zaponlackfolie. Die Kurven stimmen oberhalb einer gewissen Energie alle sehr gut überein, unterhalb dieser hat aber die Kurve mit der dickeren Unterlage eine höhere Intensität, die

¹⁾ A. Flammersfeld, Phys. ZS. **38**, 973, 1937; ZS. f. techn. Phys. **18**, 547, 1937; Diss. Berlin 1938; ZS. f. Phys. **112**, 727, 1939.

eben auf Rückstreuung an dieser Unterlage zurückzuführen ist. Es ergibt sich aus diesen Kurven, daß dicker Diamant bis etwa 500 e-kV starke zusätzliche Intensität durch Rückstreuung liefert, die 4 μ Folie bis etwa 100 e-kV, die 0,5 μ -Folie bis 25 e-kV. Es ist auch hier damit gezeigt, daß ein β -Spektrum bis zu kleinen Energien nur fehlerfrei gemessen werden kann, wenn die Unterlage genügend dünn gewählt wird.

4. *Folienabsorption.* Der Zählerspalt war mit einer Zaponlackfolie von 0,3 μ Dicke verschlossen, die für β -Teilchen mit Energien kleiner als 5 e-kV undurchlässig war, und oberhalb dieser Energien in zunehmendem Maße durchlässig wurde. Wie groß die Intensitätsverminderung durch die Folie war, und bis zu welchen Energien sie merkbare Beträge erreichte, ließ sich schwer abschätzen, weil wegen der Geometrie am Spalt auch alle die Teilchen zur Zählung verloren gingen, die aus dem direkten Strahlengang stark heraus gestreut wurden. Doch konnte eine halbempirische Bestimmung ausgeführt werden, indem das Spektrum noch mit einer 2 μ -Zählerfolie an Stelle der 0,3 μ -Folie aufgenommen wurde. Das auf diese Weise gemessene Spektrum stimmte oberhalb 70 e-kV mit dem 0,3 μ -Spektrum überein, so daß gezeigt war, daß bei der benutzten Geometrie eine 2 μ -Folie keinen Intensitätsverlust mehr verursacht. Aus den bekannten Formeln für die Mehrfachstreuung von Elektronen¹⁾ konnte dann geschlossen werden, daß eine Folie von 0,3 μ oberhalb etwa 25 e-kV keine Schwächung mehr bedingt. Für die Schwächung unterhalb dieser Energie ließ sich der Betrag größenordnungsmäßig angeben unter der Annahme, daß das Absinken der RaE-Meßkurve unterhalb 25 e-kV auf Folienwirkung zurückzuführen ist. Dies erschien berechtigt, da auch das kontinuierliche Spektrum des ThB ein bei denselben Energien einsetzendes starkes Absinken der Intensität zeigte, das aber wegen der in dieser Gegend vorhandenen Linien nur von 14 bis 20 e-kV verfolgt werden konnte. Aus der Extrapolation des RaE-Spektrums nach kleinen Energien ließ sich dann eine Korrektur auf Folienabsorption entnehmen, die zur Aufwertung der zwischen 14 und 20 e-kV gemessenen Punkte des Kontinuums benutzt wurde. In der Fig. 4 sind diese Teile des Kontinuums bereits mit den korrigierten Werten eingezeichnet, während die unterhalb 14 e-kV liegenden Linien mit den unkorrigierten Ordinaten eingezeichnet sind, da für diese Linien die Korrekturen in der Weise berücksichtigt wurden, daß erst die Linie planimetriert und die erhaltene Fläche mit der Korrektur multipliziert wurde.

5. *Messung der Präparatstärke.* Wegen der kleinen Halbwertszeit des ThB waren für die Ausmessung des gesamten Spektrums zahlreiche Prä-

¹⁾ W. Bothe, Handbuch der Physik, Bd. XXII, 2, Berlin 1933.

parate notwendig. Die Präparate wurden in der beschriebenen Weise von einem meist etwa einen Tag exponierten Platinblech hergestellt und dann etwa 4 bis 5 Stunden gealtert, um das ThC sicher mit dem ThB ins Gleichgewicht zu bringen, was bei frischen Präparaten durchaus nicht der Fall war. Dann wurde dieses Präparat mit einer $0,2\ \mu$ dicken Zaponlackfolie bedeckt, im Präparathalter montiert und in einem geeichten β -Elektroskop gemessen. Da sich die Empfindlichkeit des Elektroskops mit dem Luftdruck um einige Prozent änderte, wurde sogleich darauf ein Uranstandard gemessen und die Elektroskopmessung auf gleiche Standardwerte umgerechnet. Die im Spektrographen gemessenen Intensitäten wurden dann auf Auflösungsvermögen und zeitlichen Abfall korrigiert und auf eine willkürlich gewählte Präparatstärke umgerechnet. Die so erreichte Reproduzierbarkeit der Messungen war sehr gut.

6. *Kontinuierliche Spektren.* Um das kontinuierliche Spektrum des ThB von dem des ThC + C'' trennen zu können, wurde auch noch das ThC + C''-Spektrum gesondert aufgenommen. Zu diesem Zwecke wurde aus einer ThB-Lösung nach dem Erbacherschen Verfahren¹⁾ auf wasserstoffbeladenem Platin ThC abgeschieden und davon in entsprechender Weise Präparate hergestellt, die wieder im Elektroskop gemessen und dann zur Aufnahme des ThC + C''-Spektrums benutzt wurden. Es wurden dabei keine Linien gemessen, sondern nur das Kontinuum an solchen Stellen, wo keine Linien lagen. Die Ordinaten des Spektrums wurden dann so mit einem geeigneten Faktor multipliziert, daß das ThB + C + C''-Spektrum im Gebiet der hohen Energien, wo es sicher nur vom ThC + C'' allein herrührt, mit dem gemessenen ThC + C''-Spektrum übereinstimmte. Die Differenz beider stellte dann das ThB-Spektrum dar.

Als Unterlage für die Präparate wurden für alle Messungen oberhalb etwa 100 e-kV Glimmerfolien von 2 bis 3 μ Dicke verwendet, die in Streifen von 0,6 mm Breite und 8 mm Länge zerschnitten waren. In der Mitte dieser Streifen wurde dann ein 0,4 mm großer Säuretropfen eingetrocknet, der die aktive Substanz enthielt. Da durch die Vorversuche sichergestellt war, daß oberhalb 100 e-kV solche Folien keine Rückstreuung mehr liefern, brauchten also die kostbareren 0,5 μ -Glimmerfolien nur für den Teil unterhalb dieser Energie verwendet zu werden. Für die Messungen unterhalb 25 e-kV wurden dann noch Präparate auf 0,1 μ dicken Zaponlackfolien niedergeschlagen, die in Ringen von 6 mm Durchmesser aus 0,1 mm starkem Aluminiumdraht aufgespannt waren.

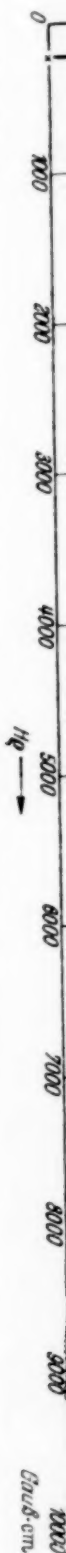
¹⁾ O. Erbacher, ZS. f. phys. Chem. (A) **156**, 142, 1931; Naturwissensch. **20**, 390, 1932.

Ergebnisse.

Das auf diese Weise erhaltene β -Spektrum des $\text{ThB} + \text{C} + \text{C}''$ ist in Fig. 4 in $H\varrho$ -Darstellung wiedergegeben. Um das kontinuierliche Spektrum gut sichtbar werden zu lassen, mußte ein Maßstab gewählt werden, in dem die intensiven Linien nur zu einem geringen Teil aufgezeichnet werden konnten. Deshalb ist rechts in der Figur noch einmal der linienreiche Teil des Spektrums mit zehnfach verkleinerter Ordinate wiedergegeben, so daß die Höhe der intensiven Linien erkennbar wird. Wie aus der Figur zu ersehen ist, waren die Linien in den meisten Fällen so intensiv, daß sie sehr sicher vom Untergrund, der das kontinuierliche Spektrum darstellt, zu trennen waren. Die Linien wurden dann noch einzeln groß aufgezeichnet und graphisch planimetriert. Auch die Flächen der kontinuierlichen Spektren wurden auf diese Weise ermittelt, wobei es ein sehr empfindliches Kriterium für Fehlerfreiheit der Spektren war, daß die kontinuierlichen Spektren des ThB und $\text{ThC} + \text{C}''$ flächengleich sein mußten. Ein Vergleich der beiden Flächen zeigte, daß das nahezu der Fall war; das ThB -Spektrum war um 3,5 % kleiner als das vom $\text{ThC} + \text{C}''$, was in Anbetracht der sehr kleinen Energien, bis zu denen sich das erstere erstreckt, als außerordentlich befriedigende Übereinstimmung bezeichnet werden muß. Dabei wurden beide Spektren für kleine $H\varrho$ so extrapoliert, daß sie im $H\varrho$ -Diagramm durch den Nullpunkt gingen. Als Bezugsfläche für die Berechnung der Linienintensitäten wurde das Mittel aus den beiden Flächen gewählt. Die durch Division der Linienflächen durch diesen Wert erhaltenen absoluten Intensitäten sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Die ersten vier Spalten enthalten die Namen der zur Messung gekommenen Linien in der von Ellis ¹⁾ gewählten Bezeichnungsweise, dann, soweit bekannt, die Angabe der aussendenden Substanz, die Bezeichnung des auslösenden γ -Strahles und die Schale, in der die Auslösung erfolgt. Spalte 5 und 6 enthält die von Ellis ²⁾ bestimmten $H\varrho$ - und e-kV-Werte der Linien. Da Ellis nur relative Intensitäten gemessen hat, sind diese so umgerechnet worden, daß die Hauptbezugslinie F (relative Intensität bei Ellis 165) mit der hier bestimmten Intensität 0,28₄ gleichgesetzt wurde. Die so berechneten Werte sind in Spalte 7 angegeben. Zum Vergleich folgen dann in den nächsten Spalten die Werte früherer Autoren. Spalte 8 enthält die Ergebnisse von Wang ³⁾. Da Wang seine Ergebnisse zum besseren Vergleich mit den Ellisschen Werten in relativen Intensitäten

¹⁾ C. D. Ellis, *Nature* **129**, 276, 1932. — ²⁾ C. D. Ellis, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **138**, 318, 1932; **143**, 355, 1933. — ³⁾ K. C. Wang, *ZS. f. Phys.* **87**, 633, 1934.



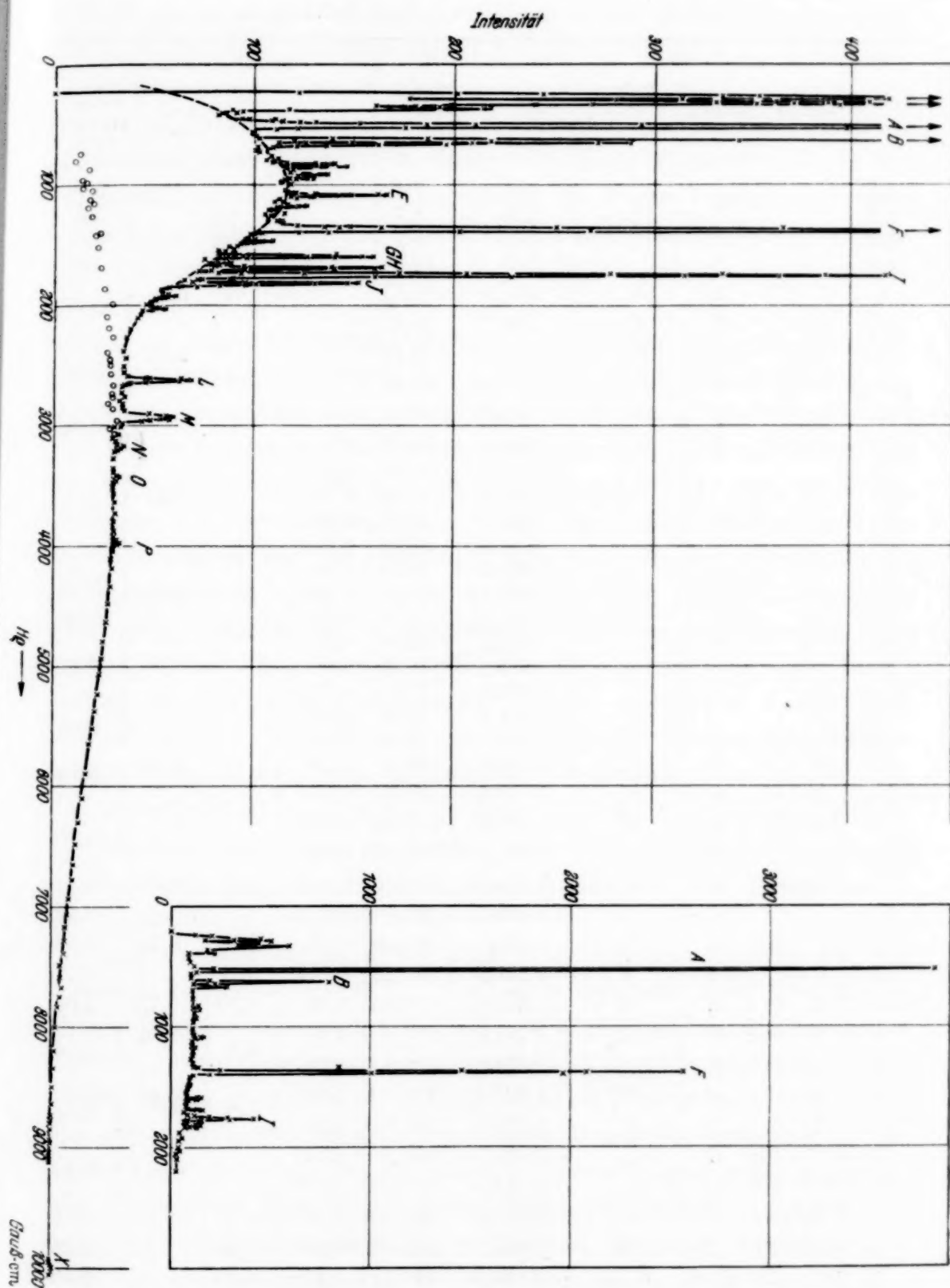


Fig. 4. β -Spektrum des Th B + C + C'. Kreise: Kontinuum des Th C + C' allein. Rechts der linienreiche Teil mit zehnfach verkleinerter Ordinate.

Tabelle 1. Intensitäten der β -Linien.

Name	Ur- sprung	γ - Linie	Schale	$H\alpha$ -Wert	Energie e-kV	Intensität $\cdot 10^2$ nach			
						Ellis	Wang	Ar- nould	Flam- mers- feld
A1				284	7,0				9,7
A2				314	8,7				5,6
A3				333	9,7				4,6
A4				368	11,8				2,8
A	C-C''	A	L_I	536,5	24,73			8,9	20,9
Aa	C-C''	A	L_{II}	538,95	25,27				
B	C-C''	A	M_I	652,57	36,19			2,96	3,53
Ba	C-C''	A	M_{II}	655,45	36,50				
Bb	C-C''	A	N_I	678,33	39,01				0,88
Bc	C-C''	A	O	685,0	39,75				
Bd				826,4	56,93	0,10			0,25
C				831,9	57,65	0,17		0,43	
C1				834,9	58,04	0,035			
C2				841,5	58,92	0,055			
Ca				849,2	59,94	0,12			0,26
D				854,2	60,61	0,224		0,28	
Da				871,0	62,89	0,12			0,08
Db				918,1	69,46	0,06			0,21
Dc				923,6	70,23	0,06			
Dd				929,0	71,01	0,052			0,09
De				941,7	72,85	0,078			
Df				945,9	73,46	0,06			0,63
E	B-C	E	L_I	1 106,6	98,3	0,396	0,21	0,21	
Ea	B-C	E	L_{II}	1 110,4	98,92	0,034			0,19
Eb	B-C	E	M_I	1 180,5	110,66	0,129			
Eb1	B-C	E	N_I	1 199,1	113,86	0,034			28,4
F	B-C	F	K	1 385,8	147,66	(28,4)	21,0	22,2	
Fb				1 469,3	163,73	0,103			0,12
G	C''-Pb	G	K	1 593,8	188,68	0,55	0,70	0,76	0,92
Ga	C-C''	Ga	K	1 656,8	201,73	0,112	0,12		0,11
H	B-C	H	K	1 691,0	208,92	1,03	0,70	0,76	1,06
I	B-C	F	L_I	1 751,0	221,7	4,0	2,8	3,04	5,13
Ia	B-C	F	$L_{II(+III)}$	1 754,0	222,35	0,26			
J	B-C	F	M_I	1 807,7	233,98	1,02	1,0	0,65	1,58
Ja	B-C	F	N_I	1 821,3	236,94	0,28			
Jb	C''-Pb	G	L_I	1 929,1	260,86	0,11			0,14
Jb1	C''-Pb	G	L_{III}	1 941,4	263,64	0,026			
Jc	B-C	H	L_I	2 025,7	282,80	0,129			0,18
L	C''-Pb	L	K	2 603,1	421,98	0,293	0,29		0,76
M	C''-Pb	M+L	K+ L_I	2 886,6	494,17	0,293	0,27		0,59
N	C''-Pb	M	L_I	3 163,7	566,58	0,052	0,13		0,12
O				3 415,2	633,52	0,052			0,086
P				3 924,4	771,63	0,052			0,086
X	C''-Pb	X	K	10 000	2531	0,061			0,079

(Linie F gleich 165 gesetzt) gegeben hat, sind sie mit Hilfe der nur für einige Linien angegebenen absoluten Intensität (Linie F gleich 0,21) in absolute Intensitäten umgerechnet worden. In der nächsten Spalte sind die von Arnoult¹⁾ für die Linien unterhalb 260 e-kV angegebenen absoluten Intensitäten wiedergegeben. In Spalte 10 endlich folgen dann die in der vorliegenden Arbeit erhaltenen Ergebnisse. Da in dem benutzten Spektrographen der Zählerspalt eine Breite von 0,8 mm besaß, konnten bei dem Krümmungsradius von 40 mm nur solche Linien getrennt aufgenommen werden, deren $H\alpha$ -Werte sich um mehr als etwa 1 % unterschieden. Für Linien, die näher beieinander lagen, und die daher nur zusammen aufgenommen werden konnten, sind in der Tabelle nur die Intensitätssummen angegeben. Entsprechendes gilt für diese Linien auch bei Wang.

An den Ergebnissen ist folgendes bemerkenswert. Die vier Linien $A1$ bis $A4$ wurden hier erstmalig aufgefunden und ihre Energie bestimmt. Ob die in Fig. 1 ersichtliche, etwas verbreiterte Linienform allein auf Geschwindigkeitsverluste der langsamen Elektronen in der Präparatschicht zurückzuführen ist, oder ob sie das Zeichen dafür ist, daß die Linien noch nicht völlig aufgelöst worden sind, konnte nicht festgestellt werden. Anzeichen für das letztere waren vorhanden. Die Intensitäten dieser Linien mußten auf Folienabsorption korrigiert werden, und da die Korrekturen von 75 bis 45 % betrugen und nur mit mäßiger Genauigkeit bestimmt werden konnten, dürften die angegebenen Intensitäten nicht dasselbe Maß von Zuverlässigkeit besitzen wie die der anderen Linien, wo sämtlich keine Korrekturen angebracht zu werden brauchten. Über die Zuordnung dieser Linien, die möglicherweise Auger-Elektronen sein könnten, sind keine Versuche angestellt worden.

Linie A. Die Intensität der Linie $A + Aa$ ergab sich bei den vorliegenden Versuchen zu 20,9 %. Nach Gurney sollte diese Linie zu der Linie F in einem Intensitätsverhältnis 1 : 4 bis 1 : 5 stehen, welche Angabe Ellis (l. c.) zur Festlegung der Schwärzungskurve der photographischen Platte in dem Energiegebiet unterhalb 140 e-kV benutzen mußte. Nach den hier angestellten Messungen ist dieses Verhältnis höchstens 1 : 1,25, ist die Linie A also viel intensiver als bei Gurney, was sicher durch die hier verwendeten, besonders sauberen Präparate bedingt sein dürfte, bei denen eine Präparatverschmierung weitgehend vermieden werden konnte. Auch der von Arnoult gegebene Wert erscheint zu klein.

Weiter folgen dann in der Tabelle die Linien B und die schwächeren Linien Ba bis $Eb1$, von denen die letzteren wegen der meist fehlenden Zu-

¹⁾ R. Arnoult, C. R. Paris **205**, 1380, 1937.

ordnung weniger Interesse finden dürften. Die Übereinstimmung mit den von Ellis von *Bd* ab gegebenen Intensitäten erscheint im allgemeinen zufriedenstellend, hervorzuheben wäre wohl nur die Linie *E*, die nach den vorliegenden Messungen eine etwa 50 % größere Intensität hat als bei Ellis.

Linie F. Von größter Wichtigkeit ist dann die Linie *F*. Die erste Messung ihrer absoluten Intensität wurde von Gurney ¹⁾ nach der Auflademethode durchgeführt, der dabei den Wert 0,25 erhielt. Dieses Gurneysche Ergebnis wurde bei fast allen Bestimmungen der Linienintensitäten nach der photographischen Methode, bei denen man aus der Schwärzung der photographischen Platte auf die Zahl der β -Teilchen schließen muß, zugrunde gelegt und zur Ermittlung des größten und wichtigsten Teiles der Empfindlichkeitskurve der photographischen Platte benutzt ²⁾. Daher gehen alle eventuellen Unsicherheiten der Gurneyschen Werte in die aus diesen photographischen Arbeiten ermittelten Faktoren der inneren Umwandlung ein, und es wurde oft darauf hingewiesen, daß wegen der schlechten Übereinstimmung der theoretischen mit den experimentell bestimmten Faktoren der inneren Umwandlung die zugrunde gelegte Intensität der Linie *F* möglicherweise zu hoch sein könnte, so daß eine Neubestimmung dringend erwünscht schien ³⁾.

Nach den vorliegenden Messungen besitzt diese Linie aber eine Intensität von 0,28₄, was also noch höher liegt als der Gurneysche Wert. Der Unterschied kann zwanglos dadurch erklärt werden, daß hier die Linienschärfe gegenüber Gurney erheblich gesteigert werden konnte, so daß zu erwarten ist, daß eine erheblich sichere Trennung der Linien vom Untergrund des kontinuierlichen Spektrums erzielt werden konnte. Da außerdem Gurney die Zahl der primären β -Zerfälle nicht durch Planimetrieren des kontinuierlichen Spektrums erhalten hat, sondern aus dem γ -Äquivalent seines Präparates, dem Raumwinkel seiner Apparatur und dem Verhältnis der Zerfallszahlen in $\text{RaB} + \text{C}$ - und $\text{ThB} + \text{C} + \text{C}'$ -Präparaten gleicher γ -Aktivität ermittelt hat, dürfte vielleicht der hier gefundene Wert innerhalb der Fehlergrenze des Gurneyschen Resultats mit diesem zusammenfallen.

Auch daß der von Wang (l. c.) gemessene Wert 0,21 erheblich niedriger liegt, kann sicher zum Teil dadurch erklärt werden, daß Wang infolge nicht so sauberer Präparate keine so scharf definierten Linien erhalten hat. Hinzukommen dürfte noch, daß das kontinuierliche Spektrum durch rückgestreute Elektronen vergrößert sein muß. Ferner ergab die Ausmessung

¹⁾ R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. London (A) **112**, 380, 1926. — ²⁾ C. D. Ellis, l. c.; K. T. Li, ebenda **158**, 571, 1937. — ³⁾ C. D. Ellis, Int. Conf. on Physics London 1934, 43, 1935.

der kontinuierlichen Spektren, daß die Flächen des ThB und des ThC + C'' sich erheblich unterschieden, so daß Wang, je nachdem auf welches Spektrum er sich bezog, zwei verschiedene Werte für die absoluten Intensitäten zur Verfügung hatte. Auch der von Arnoult gemessene Wert 0,21 erscheint zu klein. Da aber Arnoult keine Linienformen ausgemessen hat, sondern nur die Intensität bei jeweils einer Feldstärke bestimmt hat, die aus den bekannten $H\alpha$ -Werten der Linien so berechnet war, daß möglichst große Intensität von der zu messenden und möglichst geringe von den benachbarten zu erwarten war, besteht die Möglichkeit, daß Störeffekte der Beobachtung entgangen sein können.

Bei den dann folgenden Linien erscheint interessant, daß G, L und M sämtlich erheblich intensiver sind als bei Ellis. Da sie vom Übergang ThC''—Pb herrühren, ist dies nach dem oben besprochenen verständlich, da Ellis sicher sehr saubere Präparate gehabt haben dürfte (Platindraht direkt in Emanation aktiviert). Doch können die Abweichungen nicht vollständig durch Rückstoßeffekte erklärt werden.

Linie X. Dann ist noch von Wichtigkeit die Intensität der Linie X, die in der vorliegenden Arbeit zu 0,79 % bestimmt wurde. Dieser Wert ist auch etwas größer als der von Ellis und auch als der von Alichanian und Nikitin¹⁾ gemessene Wert 0,62 %.

Der Faktor der inneren Umwandlung.

Die Zahl der γ -Linien des ThB, deren Intensität man direkt kennt, so daß experimentelle Faktoren der inneren Umwandlung aus ihnen und den gemessenen Werten bestimmt werden können, ist sehr gering. Es soll dies im folgenden an drei Linien geschehen.

Linie A. Als erste ist die γ -Linie A von 40 e-kV geeignet, die bekanntlich einem Niveau entspringt, das durch die Feinstruktur der α -Strahlen angeregt wird. Die primäre Anregungshäufigkeit dieses Niveaus kann man aus den Intensitäten der α -Gruppen entnehmen. Nach Lewis und Bowden²⁾ hinterlassen 27,2 % der α -Strahlen des Übergangs ThC—C'' den Folgekern im Grundzustand, 69,8 % im Anregungszustand 40 e-kV und der Rest von 3 % in höheren Anregungszuständen, von denen noch ein Teil das 40 e-kV-Niveau auffüllen könnte, wovon hier abgesehen werden soll. Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses 35 % erhält man für den Faktor der inneren Umwandlung in der $L_I + L_{II}$ -Schale daraus den Wert 85,6 %. Für die innere Umwandlung dieses γ -Strahles in allen energetisch möglichen

¹⁾ A. I. Alichanian u. S. I. Nikitin, Phys. Rev. **53**, 767, 1938. —

²⁾ W. B. Lewis u. B. V. Bowden, Proc. Roy. Soc. London (A) **145**, 235, 1934.

Schalen zusammen haben Richardson und Smith¹⁾ in der Wilson-Kammer an 84 Bahnspuren den Wert 86,7 % erhalten. Aus den vorliegenden Messungen ergibt sich für die Summe der Intensitäten der Linien *A* bis *Bc* der Wert 25,1 %, das bedeutet bei 70 % Anregung eine innere Umwandlung von 102 %, d. h. innerhalb der Versuchsfehler erfolgt der Übergang in den Grundzustand nur durch Emission von Sekundärelektronen! Es könnte aber sein, daß die angegebenen Werte noch erniedrigt werden müßten: Nach Rosenblum und Valadares²⁾ treten außer den von Ellis angegebenen sieben Linien *A* bis *Bc* noch zwei weitere Linien mit $H_Q = 548$ und 668 in der Nähe der Linien $A = 541$ und $B = 658$ ³⁾ auf. Meitner und Philipp⁴⁾ fanden, daß diese Linien nicht vom Übergang $\text{ThC}-\text{C}''$ herrühren, sondern vom $\text{ThC}''-\text{Pb}$, wobei die hier bei der Linie *A* gemessene Intensität der einen von ihnen etwa $\frac{1}{6}$ der Gesamtintensität beträgt, so daß also von der Intensität der Linie *A* nur $\frac{5}{6}$ zu nehmen wären. Unter diesen Umständen berechnet sich der Faktor der inneren Umwandlung in der $L_I + L_{II}$ -Schale zu 71,4 %.

Der außerordentlich hohe Wert für den Faktor der inneren Umwandlung des γ -Strahles von 40 e-kV zeigt an, daß dieser Faktor mit abnehmender Quantenenergie stark ansteigt. Dies steht in guter Übereinstimmung mit Messungen am RaD, dessen 42 e-kV- γ -Strahlung zu etwa 96 % in der eigenen Elektronenhülle absorbiert wird⁵⁾. Eine theoretische Berechnung des Umwandlungsfaktors in der L_I -Schale hat Fisk durchgeführt⁶⁾. Er findet für 40 e-kV den Wert 75 % für Dipol- und 83 % für Quadrupolstrahlung, und da nach Hulme⁷⁾ die Beteiligungen der Unterschalen der *L*-Schale $\alpha_{L_I} : \alpha_{L_{II}} : \alpha_{L_{III}}$ sich verhalten wie 1 : 0,0086 : 0,044, liefert also die L_{II} -Schale keinen nennenswerten Beitrag und die Übereinstimmung erscheint recht gut.

Linie F. Die Anregungshäufigkeit des zur Aussendung führenden Niveaus kann man den in der Literatur angegebenen Termschematas entnehmen, die unter Verwendung aller bisherigen Kenntnisse aufgestellt worden sind. Nach dem von Ellis und Mott und Ellis⁸⁾ angegebenen Schema ist die Anregungshäufigkeit 95 %, doch hat Oppenheimer⁹⁾

¹⁾ H. O. W. Richardson u. A. Leigh-Smith, Proc. Roy. Soc. London (A) **162**, 391, 1937. — ²⁾ S. Rosenblum u. M. Valadares, C. R. Acad. Sci. Paris **194**, 967, 1932. — ³⁾ H_Q = Werte nach Rosenblum u. Valadares, l. c. — ⁴⁾ L. Meitner u. K. Philipp, ZS. f. Phys. **80**, 277, 1933. — ⁵⁾ G. v. Droste, ebenda **84**, 17, 1933. — ⁶⁾ I. B. Fisk, Proc. Roy. Soc. London (A) **143**, 674, 1933. — ⁷⁾ H. R. Hulme, ebenda **138**, 643, 1932. — ⁸⁾ C. D. Ellis, Int. Conf. on Physics London 1934. — ⁹⁾ F. Oppenheimer, Proc. Camb. Phil. Soc. **32**, 328, 1936.

gezeigt, daß dies mit der empirisch bestimmten mittleren γ -Energie nicht verträglich ist, und ein neues Termschema angegeben, nach dem die Anregungshäufigkeit des F -Niveaus nur 86 % beträgt. Mit der gemessenen Intensität der β -Linie 0,28₄ ergibt sich daraus der Faktor der inneren Umwandlung zu 0,33. Das steht in beachtlichem Gegensatz zur Theorie, die für Quadrupolstrahlung den Wert 0,13 liefert. Für die Absorption in der L -Schale ergibt sich aus der Intensität der Linien $I + Ia + Ia1 = 5,13$ der Wert 0,059, während nach Fisk theoretisch $\alpha_{LI} = 0,017$ sein sollte. Für das Verhältnis der K - zur L -Absorption ergibt sich der Wert 5,6 : 1, während er nach der Theorie ungefähr 7 sein sollte.

Linien G und H. Für diese beiden Linien seien hier noch das Verhältnis der K - zur L -Absorption angegeben, es beträgt für G 6,6 : 1 und für H 5,9 : 1.

Linie X. Die Intensität der β -Linie wurde gemessen zu 0,79 % pro Zerfall $\text{ThC} + \text{C}''$. Die Anregungshäufigkeit des zur Aussendung führenden Niveaus, die bisher zu 100 % $\text{ThC}'' - \text{Pb}$ angenommen wurde, dürfte sich um die Intensität der in neuerer Zeit aufgefundenen Linie Y von 3,2 MeV vermindern. Da diese nach Ellis¹⁾ 1 bis 3 % und nach Stetter und Jentschke²⁾ 0,8 % beträgt, ist also die Anregungswahrscheinlichkeit des 2,6 eMV-Niveaus rund 99 %. Damit ergibt sich unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses der Faktor der inneren Umwandlung zu 0,25 %, während die Theorie für Quadrupolstrahlung den Wert 0,15 %

Tabelle 2. Faktoren der inneren Umwandlung.

γ -Linie	e-kV	Schale	β -Linie	$p\alpha \cdot 10^2$	mit $p =$	$\alpha \cdot 10^2$ exp.	$\alpha \cdot 10^2$ theoret. Quadrupol
A	40	L_{I+II}	$A + Aa$	59,8 5/6 · 59,8	0,70 0,70	85,6 71,4	83
F	237,9	K	F	28,4	0,95 0,86	29,9 33,0	13
		$L_{I+II+III}$	$I + Ia + Ia1$	5,13	0,95 0,86	5,4 5,96	1,76
X	2620	K	X	0,24 ₄	0,99	0,24 ₆	0,15

liefert. In Tabelle 2 sind dann die hier erhaltenen Ergebnisse für den Faktor der inneren Umwandlung zusammengestellt und mit den aus der Theorie folgenden verglichen. Die Tabelle zeigt, daß die Übereinstimmung der theoretisch berechneten Werte mit den experimentell bestimmten im

¹⁾ C. D. Ellis, Proc. Phys. Soc. **50**, 213, 1938. — ²⁾ G. Stetter u. W. Jentschke, Phys. ZS. **40**, 104, 1939.

allgemeinen nicht gut ist, in den angeführten Fällen erweisen sich die für Quadrupolstrahlung berechneten Werte der Umwandlung in der K -Schale durchweg als zu klein.

Zusammenfassung.

Mit einem magnetischen Spektrographen mit Geiger-Müller-Zählrohr wurde das β -Spektrum des $\text{ThB} + \text{C} + \text{C}'$ bis zu sehr kleinen Energien herab gemessen und die absoluten Intensitäten der β -Linien bestimmt, indem die Linienflächen mit den Flächen der kontinuierlichen Spektren verglichen wurden. Es wurden sehr saubere Präparate hergestellt, die so wenig Präparatverschmierung zeigten, daß mit ihnen vier neue Linien mit Energien von 7 bis 12 e-kV aufgefunden werden konnten. Infolge der sauberen Präparate machte sich der Effekt bemerkbar, daß ein Teil des ThC' durch Rückstoß verloren ging, was durch Überdecken der Präparate mit $0,2 \mu$ dicken Zaponlackfolien verhindert werden mußte. Weiter wurde in Übereinstimmung mit den Messungen am RaE gefunden, daß die an der Präparatunterlage rückgestreuten Elektronen einen starken verfälschenden Einfluß auf die gemessene Kurvenform des kontinuierlichen Spektrums haben können, wenn die Unterlage eine gewisse Dicke überschreitet. Die Präparate wurden auf sehr dünnen Folien bis herab zu $0,1 \mu$ Dicke niedergeschlagen, wodurch die Rückstreuung in dem für die genaue Messung zugänglichen Energiegebiet praktisch vermieden werden konnte. Dies zusammen mit der Verwendung von sehr dünnen Zählerverschlußfolien ($0,3 \mu$) gestattete, das Spektrum bis herab zu 25 e-kV völlig frei von Korrekturen aufzunehmen. Es konnte erreicht werden, daß die kontinuierlichen Spektren des ThB und $\text{ThC} + \text{C}'$ trotz der sehr verschiedenen Energiebereiche, über die sie sich erstrecken, innerhalb der Meßfehler flächengleich waren.

Es wurden die absoluten Intensitäten von 29 β -Linien, bzw. bei Linien, die sehr nahe beieinander lagen, von Liniengruppen ausgemessen. U. a. ergab sich die absolute Intensität der in zahlreichen photographischen Arbeiten als Normalbezugslinie verwendeten Linie F des ThB zu $0,28_4$ pro Zerfall.

Für die γ -Strahlen A (40 e-kV), F (237,9 e-kV) und X (2620 e-kV) wurde der Faktor der inneren Umwandlung neu bestimmt und mit den aus der Theorie folgenden Werten verglichen. Dabei zeigte sich außer bei der Linie A , wo genügende Übereinstimmung erzielt ist, schlechte Übereinstimmung in dem Sinne, daß die theoretisch für Quadrupolübergänge berechneten Werte des Faktors der inneren Umwandlung gegenüber den gefundenen Werten zu klein sind.

Über eine Methode zur Lichtsummenmessung an Mischphosphoren mit gemischtem Leuchtstoff.

Von P. Brauer, München.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 5. August 1939.)

Es wird eine neue Methode zur Lichtsummenmessung an Phosphoren beschrieben, welche es ermöglicht, in Mischphosphoren mit gemischtem Leuchtstoff den jedem Leuchtstoff zugehörigen Lichtsummenanteil getrennt zu messen. Beispielsweise wird an einem CaO-Sm Pr-Mischphosphor das Verhältnis der Lichtsummenanteile einzeln gemessen, welche dem Sm und dem Pr zuzuschreiben sind.

Untersucht man Lenard-Phosphore mit gemischtem Leuchtstoff, wie es etwa Urbain¹⁾ mit CaO-Phosphoren, in denen gleichzeitig mehrere Seltene Erden (S. E.) leuchteten, tat, so beobachtet man gegenseitige Beeinflussung der einzelnen leuchtenden Bestandteile, d. h. z. B. eine S. E. leuchtet u. U. außerordentlich viel weniger als eine andere. Urbain untersuchte die Helligkeit der Kathodenlumineszenz der gemischten CaO-S. E.-Phosphore und ordnete die S. E. entsprechend ihrer Fähigkeit, das Leuchten einer anderen im gleichen Mischphosphor enthaltenen S. E. zu verdrängen, in eine Reihe. Von Lenard, Schmidt und Tomaschek²⁾ wird jedoch hierzu bemerkt: „Eine Untersuchung, welche die gegenseitige Beeinflussung der Metalle aufeinander quantitativ feststellen wollte, müßte auf die Lichtsummenmessung der einzelnen Teilbanden eingehen.“ Zur Untersuchung dieser Fragen wurde ein Verfahren entwickelt, welches die getrennte Messung der zu jeder S. E. gehörigen Lichtsumme in einem Mischphosphor, in dem mehrere S. E. leuchten, gestattet.

Voraussetzung für ein solches Meßverfahren ist, daß das Nachleuchten der einzelnen Bestandteile überhaupt zu trennen ist. Dies ist jedoch bei Phosphoren mit S. E. spektroskopisch möglich, da sie linienhafte Emission aufweisen. Dabei ist nur notwendig, daß ein Leuchtstoff linienhaft emittiert. Die aus dem erregten Phosphor ausgetriebenen Lichtsummen könnte man zwar nach der spektralen Zerlegung wie üblich photoelektrisch messen, doch liegt es viel näher, dies photochemisch zu tun. D. h. man benutzt unter Beobachtung einiger Vorsichtsmaßregeln die Eigenschaft der photographischen Platte, Lichtmengen zu registrieren. Dies Verfahren hat den Vorteil, daß man eine gewisse Übersicht über die spektrale Verteilung der

¹⁾ G. Urbain, Ann. de Chim. [8] 18, 350, 1909. — ²⁾ P. Lenard, F. Schmidt u. R. Tomaschek in Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Leipzig 1928, Bd. 23, I, S. 497.

ausgetriebenen Lichtmengen bekommt. In den praktisch vorkommenden Fällen ist es nun oft so, daß der zu untersuchende Phosphor auf *einmal* nicht genügend Energie speichern kann, um die photographische Platte im Spektrographen zu schwärzen. Man ist manchmal gezwungen, den

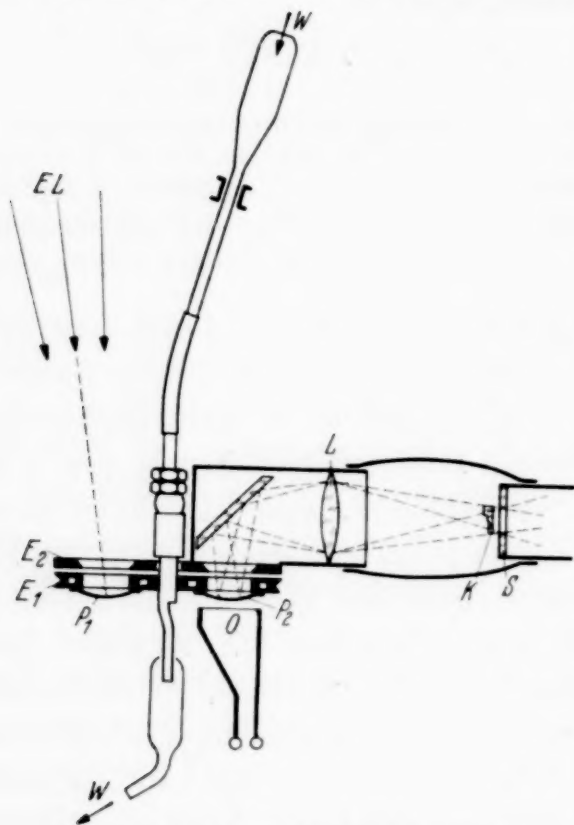


Fig. 1. Kopf des Lichtsummenmessers.

und P_2 sind, damit sie sich bei starken Temperaturänderungen nicht verziehen und den Phosphor zum Abspringen bringen, in Form flacher Näpfchen getrieben²⁾. Sie werden lichtdicht an der Unterseite einer kreisrunden Eisenscheibe E_1 (Fig. 1) befestigt, welche gerade über den Platinblechen ausgebohrt ist, so daß die Phosphore von oben durch diese Löcher erregt oder betrachtet werden können. Die Eisenscheibe ist drehbar gelagert unter einer zu ihr parallelen festen zweiten Eisenscheibe E_2 von gleichem Durchmesser, gegen welche die erste Scheibe federnd gepreßt wird. Die feste Scheibe ist an ihrer Unterseite mit schwarzem Samt überzogen, auf welchem also die drehbare Scheibe gleitet und der Eindringen von Licht in das Innere der Apparatur verhindert. Außerdem besitzt die feste Scheibe (zwei) Löcher, die gerade mit denen der drehbaren Scheibe übereinstimmen, so daß also in einer bestimmten Stellung (Grund-

Prozeß 100- oder 1000 mal zu wiederholen. Der Phosphor muß also automatisch zunächst mit einer geeigneten Lichtquelle erregt, sodann „ins Dunkle“ vor den Spektrographenspalt gebracht und ausgeheizt werden, worauf er abgekühlt und wieder vor die erregende Lichtquelle gebracht werden muß. Dies leistet die hier beschriebene Apparatur.

Die Phosphore — im vorliegenden Falle zwei — deren Lichtsummen gemessen werden sollen, befinden sich auf Platinblechen nach dem Verfahren von Stadler¹⁾ in dünner gleichmäßiger Schicht ausgebreitet. Die Platinbleche P_1

¹⁾ R. Stadler, Diss. Heidelberg 1925, S. 17. — ²⁾ Durch Reiben mit glattem, stumpfem Gegenstand auf Gummiunterlage.

stellung) der drehbaren Scheibe in bezug auf die feste die beiden Phosphore nach oben frei liegen, während sie in anderen Stellungen verdeckt sind. Befindet sich nun die drehbare Platte in der Grundstellung, so kann der Phosphor auf P_1 durch eine geeignete Lichtquelle erregt werden, während der andere (P_2) die in ihm aufgespeicherte Lichtenergie abzugeben ver-

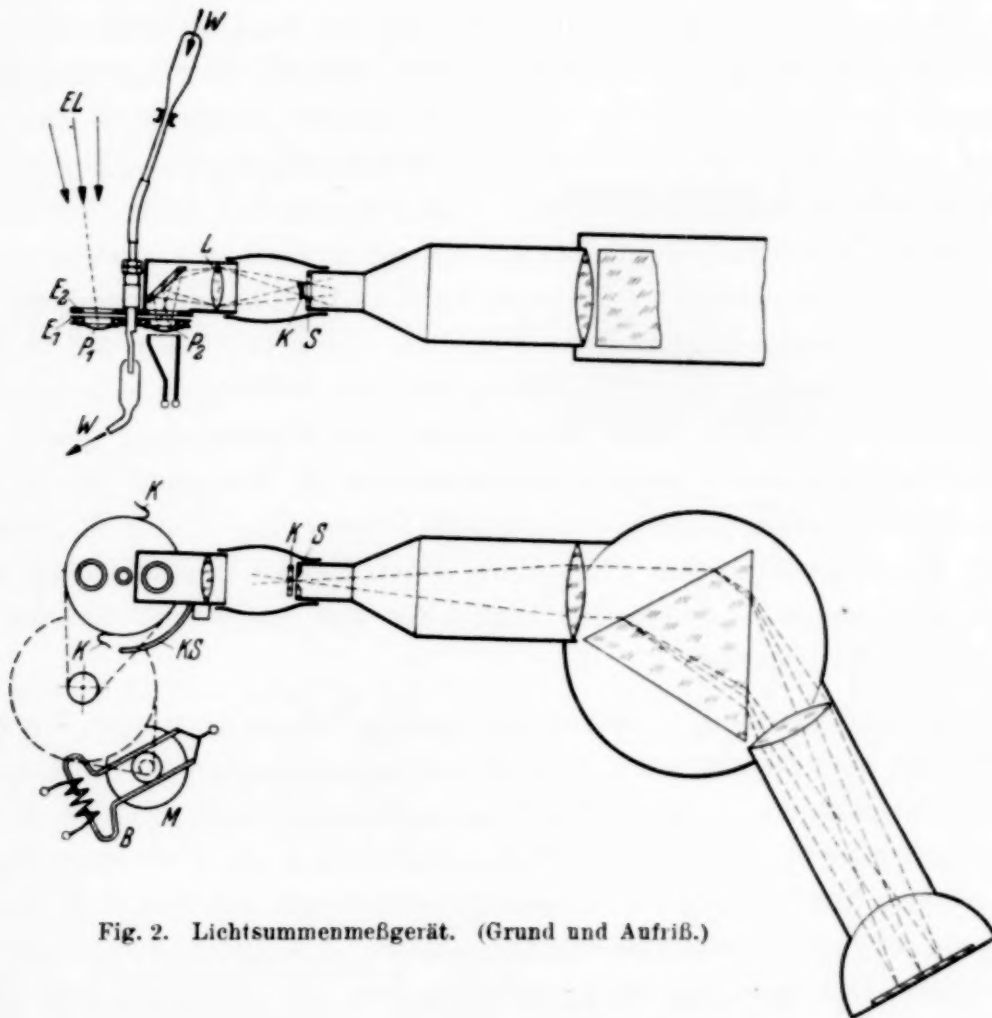


Fig. 2. Lichtsummenmeßgerät. (Grund und Aufriß.)

anlaßt wird, indem er erwärmt wird. Dies geschieht in der Weise, daß unmittelbar unter seinem Träger, dem oben erwähnten getriebenen Platinblech, ein fest montiertes zweites Platinblech O elektrisch zum Glühen gebracht wird. Das von dem Phosphor abgegebene Licht wird von einem um 45° gegen die Horizontale geneigten Spiegel horizontal gerichtet, durchsetzt eine Sammellinse L und gelangt auf den Spalt S eines lichtstarken Spektrographen (Fig. 2). Vor dem Spalt befindet sich ein Stufenkeil K . Hat der Phosphor auf P_2 alles Licht abgegeben und ist der Phosphor auf P_1 in gewünschter Weise erregt worden, so dreht sich die Eisenscheibe E_1

um 180° , so daß die Phosphore jetzt ihre Rollen tauschen: P_2 wird erregt, P_1 wird ausgeheizt, usw. P_2 mußte jedoch vorher wieder abgekühlt werden. Zu diesem Zwecke ist die drehbare Scheibe mit Kanälen versehen, die von Wasser (W) durchflossen werden, welches durch die hohle Welle zu- und abfließt. Die Drehung der Scheibe um 180° wird durch einen kleinen Elektromotor M besorgt, wobei der Beginn der Drehung von einer Schaltuhr aus gesteuert wird, das Aufhören aber von der Scheibe selbst durch die Kontakte K und die Kontaktschiene KS . Hierbei wird der Motorstrom unterbrochen und der Motor durch eine einfache magnetische Bremse B zum Stillstand gebracht. Die erwähnte Schaltuhr schaltet auch den Heizstrom zum Ausheizen ein und aus. Und zwar schaltet sie zunächst einen größeren Heizstrom ein, damit der Phosphor *rasch* die geeignete Ausheiztemperatur erreicht; dann wird der Heizstrom herunterreguliert. Die Schaltuhr besteht in einfachster Weise aus einem Brettchen, auf welchem passend ausgeschnittene Kupferblechstücke mit Reißnägeln jederzeit leicht veränderlich befestigt sind, über welche der Kontaktzeiger gleitet, der wiederum von einem kleinen Synchronmotor in Bewegung gesetzt wird über eine in weiten Grenzen veränderliche Übersetzung. Natürlich geschieht die Schaltung sämtlicher Funktionen durch Relais; es sind jedoch deren nur vier vonnöten: je eins für Drehmotor und magnetische Bremse und zwei für die Heizung.

Einige Bemerkungen erfordert der optische Teil der Apparatur. Wie schon erwähnt, befindet sich vor dem Spalt des Spektrographen ein Stufenkeil, so daß die Spektrallinien in gleicher Weise meßbar geschwächt werden. Es handelt sich also, wie man sieht, im Prinzip um das von Dorgelo¹⁾ ausgearbeitete Verfahren zur Messung von Linienintensitäten, nur daß hier nicht Intensitäten, sondern Zeitintegrale von Intensitäten, d. h. Lichtsummen gemessen werden. Der Spalt des Spektrographen bzw. der Stufenkeil muß gleichmäßig ausgeleuchtet sein. Da der Phosphor eine genügend gleichmäßig leuchtende Fläche darstellt, genügt seine unscharfe Abbildung auf den Spalt durch die einfache Linse L . Außerdem setzt die Verwendung der photographischen Platte als Lichtsummenmesser unabhängig von der Intensität des Lichtes eigentlich das Gelten des Gesetzes von Bunsen und Roscoe voraus, was bekanntlich nur in sehr beschränktem Umfange der Fall ist. Doch ist zu bedenken, daß beim Austreiben der Lichtsummen der Kurvenverlauf: Intensität i als Funktion der Zeit t für die verschiedenen Teile (Teillichtsummen) weitgehend geometrisch ähnlich

¹⁾ H. B. Dorgelo, Phys. ZS. **26**, 756, 1925.

verläuft. Vergleicht man etwa zwei Lichtsummen $L_1 = \int_0^\infty i_1 dt$ und $L_2 = \int_0^\infty i_2 dt$ miteinander, so ist also angenähert $i_2(t) = \text{const } i_1(t)$.

Schreibt man das Schwarzschildsche Gesetz¹⁾ etwas um:

$$\text{Schwärzung } S = S(i t^p) = S(\sqrt[p]{i t^p}) \text{ bzw. } S = S\left(\sqrt[p]{\int_0^\infty i^p dt}\right),$$

so sieht man, daß die für die Schwärzungen S_1 bzw. S_2 maßgeblichen Ausdrücke

$$\sqrt[p]{\int_0^\infty i_1^p dt}$$

bzw.

$$\sqrt[p]{\int_0^\infty i_2^p dt} = \sqrt[p]{\int_0^\infty (\text{const } i_1)^p dt}$$

sich verhalten wie

$$\frac{\sqrt[p]{\int_0^\infty i_1^p dt}}{\sqrt[p]{\int_0^\infty (\text{const } i_1)^p dt}} = \text{const},$$

also wie die Lichtsummen L_1 und L_2 . Man kann also tatsächlich unter der angegebenen experimentell meist erfüllbaren Voraussetzung Lichtsummen messen.

In Fig. 3 ist ein Beispiel einer solchen Lichtsummenmessung an einem Ca O-SmPr-Phosphor dargestellt. Fig. 3a zeigt das Spektrum, welches Sm- und Pr-Linien aufweist²⁾. Je eine Sm- und Pr-Linie (in Fig. 3a

mit Pfeilen bezeichnet) wurden stufenweise ausphotometriert und die den Schwärzungen entsprechenden Elektrometerausschläge des Photometers über den vom Stufenkeil durchgelassenen Lichtmengen aufgetragen. Man erhält so die beiden Schwärzungskurven Fig. 3b, deren Abszissenabstand

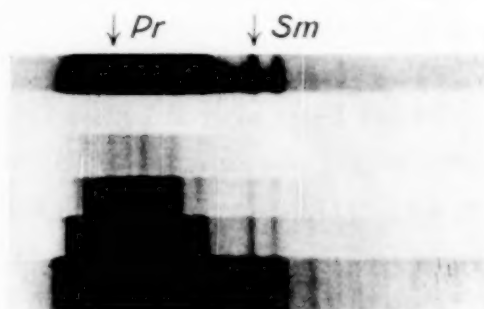


Fig. 3a. Teil der Lichtsumme eines Ca O-Sm Pr-Mischphosphors.

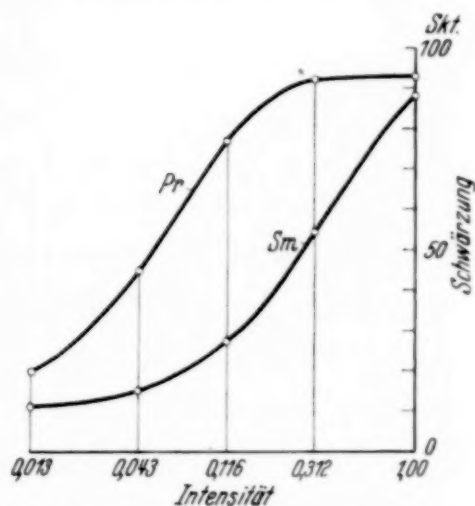


Fig. 3b. Schwärzungskurven der photographischen Platte für die in Fig. 3a mit Pfeilen bezeichneten Linien.

¹⁾ S. z. B. E. v. Angerer, Wissenschaftliche Photographie, Leipzig 1939, S. 155. — ²⁾ Agfa-Isopan-Platte JSS.

in bekannter Weise das Intensitätsverhältnis der beiden Linien und damit das Lichtsummenverhältnis ergibt, welches also in diesem Falle etwa $0,72 = 5,2$ beträgt.

Die meisten Spektren enthalten neben den Linien mehr oder weniger breite Banden bzw. Kontinuum. Darum muß bei sehr verschiedenen Teillichtsummen, bei sehr exakten Messungen oder bei Fällen, wo nur einer der beiden Leuchtstoffe linienhaft, der andere aber kontinuierlich leuchtet, jedenfalls immer dann, wenn an der Stelle des Spektrums, wo die eine Teillichtsumme gemessen wird, auch zu dem anderen Leuchtstoff gehöriges Licht hinkommt, das gemessene Lichtsummenverhältnis korrigiert werden. Die wahren Lichtmengen seien für die beiden Leuchtstoffe L_1 und L_2 . Leuchtstoff 1 hat aber in seinem Spektrum auf der Stelle, wo L_2 gemessen werden sollte, die Lichtmenge L_1/c_1 ausgesendet, worin c_1 eine Konstante bedeutet. Dadurch wurde als Lichtsumme für Leuchtstoff 2 nicht L_2 , sondern ein zu großer Wert, die Lichtmenge $L_2^* = L_2 + \frac{L_1}{c_1}$ gemessen. (Analoges gilt umgekehrt: statt L_1 wurde $L_1 + \frac{L_2}{c_2}$ gemessen.)

Aus diesen Beziehungen erhält man

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{\frac{L_1^*}{L_2^*} - \frac{1}{c_2}}{1 - \frac{1}{c_1} \frac{L_1^*}{L_2^*}}.$$

$\frac{L_1^*}{L_2^*}$ ergibt die direkte Messung; in unserem Beispiel (s. o.) ist also $\frac{L_1^*}{L_2^*} = 5,2$.

c_1 und c_2 erhält man durch Messungen an einfachen Phosphoren (Ca O-Pr; Ca O-Sm). Es ergab sich für $c_1 = 15,0$ und für $c_2 = 2,76$. Aus der angegebenen Formel erhält man somit für das wahre Lichtsummenverhältnis

$$\frac{L_1}{L_2} = 7,5.$$

Herrn Prof. Tomaschek möchte ich für Anregung und förderndes Interesse danken.

München, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule, Juni 1939.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium I der Siemenswerke.)

Zusammenhänge zwischen Schallgeschwindigkeit und Konstitution organischer Verbindungen.

Von **Werner Schaaffs** in Berlin-Siemensstadt.

(Eingegangen am 11. August 1939.)

b-Werte der van der Waals'schen Zustandsgleichung aus Schallgeschwindigkeit und Dichte. — Additive Zusammensetzung dieser Werte aus Grundelementen b_g . — Zahlenwerte von Grundelementen b_g . — Berechnung der *b*-Werte organischer Verbindungen.

Bei Untersuchungen über die aus den kritischen Daten zu berechnende Größe b_k der van der Waalsschen Zustandsgleichung, die auf Grund theoretischer Überlegungen den vierfachen Betrag des von den Molekülen pro Mol wirklich eingenommenen Volumens darstellt, fand van Laar¹⁾, daß sie sich für zahlreiche anorganische und organische Verbindungen additiv aus entsprechenden Größen der diese Stoffe aufbauenden Elemente zusammensetzen läßt.

Daß es unzulässig ist, die aus b_k zu berechnenden Moleküldimensionen auf normale Versuchsbedingungen (Zimmertemperatur, Atmosphärendruck) zu übertragen, habe ich kürzlich durch Einführung der Schallgeschwindigkeit in die Zustandsgleichung sowie durch Vergleich mit den aus der Molekularrefraktion berechneten Moleküldimensionen gezeigt²⁾. Die dort angegebenen Molekülradien wurden aus der Größe b , die sich aus Schallgeschwindigkeit u , Dichte ρ , Molekulargewicht M und Gaskonstante R nach der Formel

$$b = \frac{M}{\rho} \left(1 - \frac{R T}{M u^2} \left(\sqrt{1 + \frac{M u^2}{R T}} - 1 \right) \right) \quad (1)$$

zusammensetzt, ermittelt.

Nun ist bekannt, daß die Molekularrefraktion organischer Stoffe sich additiv aus sogenannten Atomrefraktionen zusammensetzen läßt, und daß ein Vergleich der gemessenen mit den aus der Additivitätsforderung berechneten Molekularrefraktionen wichtige Schlüsse über die Konstitution der betreffenden Verbindungen zu machen gestattet. Da andererseits, wie schon bemerkt wurde, für den kritischen Punkt Additivitätsbeziehungen

¹⁾ Van Laar, Zustandsgleichung von Gasen und Flüssigkeiten, Leipzig 1924, S. 193—199. — ²⁾ ZS. f. Phys. **114**, 110, 1939.

bekannt, doch in erster Linie aus praktischen Gründen nicht für Konstitutionsuntersuchungen verwertbar sind, lag es bei der engen Verwandtschaft zwischen Molekularrefraktion und den aus der Schallgeschwindigkeit ermittelten b -Werten nahe zu untersuchen, ob sich auch die nach Formel (1) berechneten Größen aus gewissen den Atomen oder Atomkomplexen eigenen Grundelementen b_g additiv zusammensetzen ließen. Besteht eine solche Additivität, so ist uns nicht nur ein Weg geöffnet, Schallgeschwindigkeitsmessungen in die Untersuchungsmethoden über Konstitutions- und verwandte Fragen einzuführen, sondern wir haben damit auch die Zusammenhänge zwischen den Schallgeschwindigkeiten der verschiedensten organischen Verbindungen aufgeheilt. Allgemein müßte demnach gelten

$$b = \sum_1^i b_g, \quad (2)$$

wenn die Summation über alle Grundwerte b_g der am Aufbau des Moleküls beteiligten i Atome und Atomkomplexe ausgeführt wird.

Die so geforderte Additivität besteht in der Tat. Obwohl wir seit einiger Zeit über recht einfache und genaue Methoden zur Schallgeschwindigkeitsbestimmung verfügen, finden sich doch nur wenige Arbeiten, die sich ausschließlich der Bestimmung von Schallgeschwindigkeiten und der Untersuchung der Zusammenhänge zwischen ihnen widmen. Daher ist das für diese Arbeit zur Verfügung stehende Zahlenmaterial noch recht gering. Infolgedessen wurden zur Nachprüfung der Formel (2) aus 17 verschiedenen Verbindungen die Werte b_g der Atome und Atomkomplexe empirisch bestimmt und an 32 anderen Verbindungen nachgeprüft. Die Bildung von Mittelwerten für b_g hat erst bei Vorliegen umfangreicheren Materials einen Sinn ¹⁾.

Tabelle 1 gibt für eine Reihe von Bindungsarten die Zahlenwerte der Grundelemente b_g . Die Werte für H und $>C<$ sind aus einer Reihe von aliphatischen Kohlenwasserstoffen zunächst nur ungefähr ermittelt, dann aber so berichtigt worden, daß sie für n -Oktan den nach Formel (1) errechneten Wert b ergeben. Mit Hilfe des so gewonnenen Wertes für H wurde aus dem b -Werte des Benzols der b_g -Wert für $>C=$ gefunden. Mit Hilfe dieser Grundelemente von H, $>C<$, $>C=$ konnte dann aus den nach Formel (1) berechneten b -Werten der übrigen in Tabelle 1 aufgezählten Verbindungen die Zahlenwerte der Grundelemente b_g von Chlor, Brom, Jod und verschiedenen Atomkomplexen festgelegt werden. Es zeigt sich,

¹⁾ Die Messungen Parthasaratys wurden nicht verwertet, weil sie teilweise recht unzuverlässig zu sein scheinen.

daß die gleiche Bindung in zyklischen Verbindungen stets einen kleineren Wert als in nichtzyklischen besitzt. Offenbar erfahren ein an einen Ring angeschlossenes Atom oder Atomkomplex im Gegensatz zu den an einer Kette befindlichen eine starke Volumenkontraktion. Atome und Komplexe, die an ein Ringsystem angeschlossen sind, führen daher den Index z .

Tabelle 1. Grundelemente b_g in organischen Verbindungen
(Temperatur 20° C).

Verbindung	Formel	Bindungsart	Zahlenwerte der Grundelemente b_g
n-Oktan	C_8H_{18}	H—(C)	4,364
Benzol	C_6H_6	$>C<$	8,146
Aceton	$(CH_3)_2CO$	$>C=$	8,969
Äthyläther	$(C_2H_5)_2O$	O=(C)	11,275
Paraldehyd	$(CHO)_3(CH_3)_3$	(C)—O—(C)	11,856
n-Amylalkohol	$C_5H_{11}OH$	(C)—O _z —(C)	7,871
Phenol ¹⁾	C_6H_5OH	OH—(C)	6,866
Tetrachlorkohlenstoff	CCl_4	(OH) _z —(C)	3,966
Chlorbenzol	C_6H_5Cl	Cl—(C)	19,264
Bromoform	$CHBr_3$	Cl _z —(C)	15,646
α -Bromnaphthalin	$C_{10}H_7Br$	Br—(C)	22,203
Methylenjodid	CH_2J_2	Br _z —(C)	9,042
Toluol	$C_6H_5CH_3$	J—(C)	28,303
Anilin	$C_6H_5NH_2$	$(CH_3)_z$ —(C)	19,286
Nitromethan	CH_3NO_2	$(NH_2)_z$ —(C)	7,246
Nitrobenzol	$C_6H_5NO_2$	NO ₂ —(C)	25,562
		(NO ₂) _z —(C)	17,966

In Tabelle 2 sind für eine Anzahl organischer Verbindungen die nach Formel (1) aus Schallgeschwindigkeit und Dichte ermittelten b -Werte mit den b -Werten, die sich aus Formel (2) unter Zugrundelegung der Tabelle 1 ergaben, verglichen worden. Die Übereinstimmung ist gut. Soweit sich bis jetzt sehen läßt, treten größere Abweichungen nur bei den aliphatischen Verbindungen auf. Dies hängt offenbar damit zusammen, daß für nicht-zyklische Verbindungen die Atome und Atomkomplexe vielleicht mehr Möglichkeiten einer räumlich freieren Entfaltung als bei zyklischen Verbindungen besitzen. Besonders bemerkenswert ist der erstaunlich kleine Wert der Gruppe (OH)_z, der aus Phenol ermittelt wurde. Da aber die Nachprüfung an *m*-Kresol, Resorcin und Rohrzucker diese Tatsache bestätigte, konnte kein Zweifel an der außerordentlichen Kleinheit dieser Gruppe in Ringsystemen bestehen.

¹⁾ Siehe Anm. 2 zu Tabelle 2.

Tabelle 2. Vergleich der aus u und ρ bestimmten mit den aus der Additivität von Grundelementen b_g ermittelten Werte von b für organische Verbindungen (Temperatur 20° C)¹⁾.

Verbindung	Formel	b aus u, ρ	b aus Additivität
Pentan	C_5H_{12}	97,88	93,10
Hexan	C_6H_{14}	113,60	109,97
Heptan	C_7H_{16}	128,68	126,85
2-Methylhexan	C_7H_{16}	129,28	126,85
3-Äthylpentan	C_7H_{16}	126,12	126,85
2, 2-Dimethylpentan	C_7H_{16}	129,60	126,85
Methylalkohol	CH_3OH	32,62	28,10
Äthylalkohol	C_2H_5OH	48,80	44,98
n-Propylalkohol	C_3H_7OH	64,40	61,85
n-Butylalkohol	C_4H_9OH	80,80	78,73
i-Butylalkohol	C_4H_9OH	80,28	78,73
i-Amylalkohol	C_5H_{11OH}	96,08	95,60
Hexylalkohol	C_6H_{13OH}	111,16	112,47
Glyzerin	$C_3H_5(OH)_3$	67,28	66,86
Methylenchlorid	CH_2Cl_2	55,32	55,40
Äthylenchlorid	$C_2H_4Cl_2$	70,08	72,28
Chloroform	$CHCl_3$	69,60	70,30
Methylenbromid	CH_2Br_2	62,00	61,28
Äthylenbromid	$C_2H_4Br_2$	77,80	78,15
Amylbromid	C_4H_9Br	100,00	94,06
Acetylen-tetrabromid	$C_2H_2Br_4$	114,40	113,83
Äthyljodid	C_2H_5J	70,48	66,42
o-Dichlorbenzol	$C_6H_4Cl_2$	102,52	102,56
m-Xylol	$C_6H_4(CH_3)_2$	110,40	109,84
Cumol	$C_6H_3(CH_3)_3$	126,00	124,76
m-Kresol	$C_6H_4CH_3OH$	94,92	94,52
o-Toluidin	$C_6H_4CH_3NH_2$	98,00	97,80
o-Nitrotoluol	$C_6H_4CH_3NO_2$	108,20	108,52
m-Nitrotoluol	$C_6H_4CH_3NO_2$	108,52	108,52
Kampfer ²⁾	$C_9H_{16}O$	158,40	157,53
Rohrzucker ²⁾	$C_{12}H_{22}O_{11}$	209,00	214,17
Resorcin ²⁾	$C_6H_4(OH)_2$	79,08	79,20

Das ganze Verfahren der Bestimmung der b -Werte auf Grund der Additivitätsforderungen sei an Resorcin und Kampfer erläutert. Diese Stoffe liegen bei Zimmertemperatur in festem Zustande vor. Ihre Schallgeschwindigkeit ist nach einem vom Verfasser früher angegebenen Extrapolations-

¹⁾ Aus $b(u, \rho)$ ergeben sich u. a. folgende Molekülradien ($\cdot 10^8$ cm): n- C_3H_7OH 1,850; n- C_4H_9OH 1,997; n- C_5H_{11OH} 2,113; α - $C_{10}H_7Br$ 2,335; m- $C_6H_4CH_3OH$ 2,107; o- $C_6H_4CH_3NH_2$ 2,129; o- $C_6H_4CH_3NO_2$ 2,201; m- $C_6H_4CH_3NO_2$ 2,204; CH_2Br_2 1,828; CH_2J_2 1,934; $C_2H_4Br_2$ 1,970; $C_2H_4Cl_2$ 1,905; $C_6H_4(OH)_2$ 1,983. — ²⁾ Werte für unterkühlt-flüssigen Zustand bzw. in Lösungsmitteln geltend.

verfahren bestimmt worden¹⁾. Die aus der Schallgeschwindigkeit berechneten b -Werte gelten für die Moleküle des unterkühltflüssigen Aggregatzustandes bzw. für die in einem Lösungsmittel gelösten Moleküle. Nach Formel (2) setzt sich der b -Wert für Resorcin wie folgt zusammen: $6 \cdot (>C=) + 4 \cdot (H) + 2 \cdot (OH)_z = 6 \cdot 8,969 + 4 \cdot 4,364 + 2 \cdot 3,966 = 79,20$. Für Kampfer, einem aus zwei Ringen bestehenden Gebilde bzw. einem mit einer Brücke versehenen Ringe, gilt: $6 \cdot (>C<) + 1 \cdot (>C=) + 1 \cdot (H) + 3 \cdot 2(H) + 3 \cdot (CH_3)_z + 1 \cdot (O = (C)) = 6 \cdot 8,146 + 1 \cdot 8,969 + 1 \cdot 4,364 + 3 \cdot 2 \cdot 4,364 + 3 \cdot 19,286 + 1 \cdot 11,275 = 157,53$. Die aus einer aliphatischen Verbindung (Aceton) bestimmte Bindung $O=(C)$ ist hier in einem Ringsystem verwendet worden. Es scheint für eine zweifache Bindung keine besondere Kontraktion zu bestehen. Die Übereinstimmung der solcherweise bestimmten mit den aus Schallgeschwindigkeit und Dichte sich ergebenden b -Werten ist, wie Tabelle 2 zeigt, recht befriedigend.

Nachdem wir in Gestalt der Formel (1) und (2) gezeigt haben, wie Schallgeschwindigkeit und Konstitution in organischen Flüssigkeiten zusammenhängen, liegt es nahe durch Auflösung von (1) nach u eine Formel zur Berechnung von Schallgeschwindigkeiten zu gewinnen in der Gestalt

$$u = \sqrt{\frac{R T}{M - \varrho b} \left(\frac{M}{M - \varrho b} - 2 \right)}. \quad (3)$$

b läßt sich auf Grund des Additionstheorems der Formel (2) mit Hilfe der b_g -Werte der Tabelle 1 für zahlreiche Stoffe ausrechnen und würde uns in (3) eingesetzt die Kenntnis von u verschaffen. Wenn auch eine Betrachtung der Tabelle 2 lehrt, daß dies für eine Anzahl von Verbindungen tatsächlich den richtigen u -Wert ergeben würde, so läßt sich doch andererseits aus verschiedenen Gründen b nicht mit jener Präzision berechnen, die bei der Kleinheit der Differenz $(M - \varrho b)$ notwendig ist, um u mit einiger Sicherheit zu bestimmen²⁾. Ferner muß bei einer Auflösung der Formel (1) nach u berücksichtigt werden, daß die Schallübertragung einen adiabatischen Vorgang darstellt. Unter der Wurzel muß noch ein Korrektionsglied als Summand stehen, das bei der Auswertung der Auswertung der Formel (1) zur Bestimmung der Molekülradien praktisch keine Rolle spielt.

Vergleicht man die b -Werte unserer Tabellen mit den Molekularrefraktionen der betreffenden Stoffe für die D -Linie, so gilt nach früheren

¹⁾ ZS. f. Phys. **105**, 658–675, 1937. — ²⁾ Insbesondere weil wir bei der Ableitung von (1) den Differentialquotienten $\left(\frac{\partial b}{\partial \varrho} \right)_T$ haben vernachlässigen müssen.

Ausführungen $P_D - b/4 > 0$. Die Differenz ist meist nicht groß, ihre Ursache schon früher dargelegt. Es ist zu vermuten, daß entsprechend die sogenannten Atomrefraktionen ebenfalls größer als die Grundelemente b_g sind. Das ist im allgemeinen auch der Fall.

Hinsichtlich der Ableitung der Gleichung (1) ist, wie schon angedeutet, folgendes nachzutragen: Schall ist ein adiabatischer, nicht isothermer Vorgang. Die Differentiation nach ϱ der nach p aufgelösten van der Waalsschen Gleichung ergibt daher nach einem mit u^2 verbundenen Summanden, der eine Funktion des Ausdehnungs- und Kompressibilitätskoeffizienten sowie der Dichte, Temperatur und spezifischen Wärme ist. In der Formel für den Molekylradius macht sich diese adiabatische Korrektur so wenig bemerkbar, daß wir rechnen können, als ob wir einen isothermen Vorgang vor uns hätten. Für Benzol würde beispielsweise diese Korrektur 30/100 des angegebenen Radius betragen und überdies durch die Vernachlässigung von $\left(\frac{\partial b}{\partial \varrho}\right)_T$ schon kompensiert sein. Einzelheiten sollen später behandelt werden.

Zusammenfassend ist folgendes zu sagen: Man ermittelt durch Einführung der Schallgeschwindigkeit in die Zustandsgleichung für organische Verbindungen die vierfachen Beträge b der von den Molekülen pro Mol wirklich eingenommenen Volumina. Auf Grund der Annahme, daß diese b -Werte sich additiv aus Grundelementen b_g zusammensetzen, werden für eine Reihe Bindungen von Atomen und Atomkomplexen rein empirisch b_g -Werte ermittelt und an 32 Verbindungen nachgeprüft und als brauchbar befunden. Damit ist die Möglichkeit gegeben, Schallgeschwindigkeiten zu Untersuchungen über Konstitutionsfragen organischer Verbindungen heranzuziehen.

Die Bestimmung von b - und b_g -Werten sowie von Molekylradien aus Mischungen und Lösungen organischer und anorganischer flüssiger und fester Verbindungen bleibt einer späteren Arbeit vorbehalten.